



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

B(E2)-Stärke des 2+1-Zustandes von ^{12}C aus (e,e') -Daten & Neuplanung des Vieldraht-Driftkammer Detektors am QCLAM-Spektrometer

D'Alessio, Antonio
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00014222>

Lizenz:



CC-BY-NC-ND 4.0 International - Creative Commons, Namensnennung, nicht kommerziell, keine Bearbeitung

Publikationstyp: Dissertation

Fachbereich: 05 Fachbereich Physik

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/14222>

B(E2)-Stärke des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C aus (e,e')-Daten & Neuplanung des Vieldraht-Driftkammer Detektors am QCLAM-Spektrometer

B(E2) Strength of the 2_1^+ State of ^{12}C off (e,e') Data & New Design of the Multi-Wire Drift Chamber Detector at the QCLAM-Spectrometer

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Antonio D'Alessio aus Seligenstadt

Tag der Einreichung: 09.04.2020, Tag der Prüfung: 19.10.2020

Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Gefördert durch die DFG GRAKO 2128.



B(E2)-Stärke des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C aus (e,e')-Daten & Neuplanung des
Vieldraht- Driftkammer Detektors am QCLAM-Spektrometer
B(E2) Strength of the 2_1^+ State of ^{12}C off (e,e') Data & New Design of the Multi-
Wire Drift Chamber Detector at the QCLAM-Spectrometer

Genehmigte Dissertation im Fachbereich Physik von Antonio D'Alessio aus Seligen-
stadt

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 09.04.2020

Tag der Prüfung: 19.10.2020

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-142225

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/14222>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 Interna-
tional

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

„Von außen – und erst recht von innen – sieht der Prozess wissenschaftlicher Forschung ungeordnet und verwirrend aus. Man ist versucht zu glauben, Wissenschaftler seien selber unordentlich und verwirrt. In gewisser Hinsicht sind sie es – das gehört zur Forschung. Wenn man wüsste, was man tut, wäre es keine Forschung“

– Terry Pratchett in „Darwin und die Götter der Scheibenwelt“



Erklärungen laut Promotionsordnung

§8 Abs. 1 lit. c PromO

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt.

§8 Abs. 1 lit. d PromO

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde. In diesem Fall sind nähere Angaben über Zeitpunkt, Hochschule, Dissertationsthema und Ergebnis dieses Versuchs mitzuteilen.

§9 Abs. 1 PromO

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

§9 Abs. 2 PromO

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den 10. Dezember 2020

(A. D'Alessio)



Zusammenfassung

Der erste Teil dieser Arbeit beschreibt die Untersuchung der Übergangsstärke des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C mit (e,e') -Experimenten. Hierfür wurden Messungen am Lintott-Magnetspektrometer am S-DALINAC durchgeführt. Durch die Elektronenstrahlenergie von 42,5 MeV und Streuwinkel von 69° , 81° und 93° konnten extrem niedrige Impulsüberträge von $0,252\text{ fm}^{-1}$ bis $0,322\text{ fm}^{-1}$ erreicht werden. Über Relativmessungen des Grundzustandes zum angeregten Zustand wurden Wechselwirkungsquerschnitte des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C bestimmt. Die daraus resultierenden Messdaten dienen als Grundlage einer Extrapolation des Formfaktors über ein analytisches Modell zum Impulsübertrag am Photonenpunkt $q = 0,023\text{ fm}^{-1}$. Durch die neu gemessenen Daten konnte die Ungenauigkeit des $B(E2, 2_1^+ \rightarrow \text{GZ})$ von 5,5 % auf 2,5 % verringert werden, da insbesondere die Daten bei niedrigen Impulsüberträgen die Genauigkeit der Extrapolation bestimmen. Diese Präzision ermöglicht es, die Unsicherheiten des Quadrupolmoments des 2_1^+ -Zustandes von momentan 35 % auf 23 % zu reduzieren. Dies bietet neue Möglichkeiten zur Überprüfung von theoretischen ab initio-Methoden wie dem No Core Shell-Model.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird die Neuplanung des Vieldraht-Driftkammer Detektors des QCLAM-Spektrometers vorgestellt. Der Augenmerk wurde bei der Neuplanung auf eine verbesserte Energieauflösung und Effizienz des Detektors gelegt. Hierfür wurde ein Gehäuse entworfen, indem die eigentlichen Drahtkammern liegen. Der neue Entwurf besteht aus zwei X-Ebenen und zwei U-Ebenen. Der Abstand der Signaldrähte in den X-Ebenen wurde von 3 mm auf 2,5 mm reduziert. In den U-Ebenen sind die Drähte um $28,32^\circ$ zu den Drähten in den X-Ebenen verdreht, hierdurch ergibt sich ein Abstand der Drähte von 2,84 mm. Der verringerte Abstand führt zu einer Verbesserung der Auflösung und zu einer Erhöhung der Effizienz insbesondere im Niederenergiebereich des Spektrums.



Abstract

The first part of this thesis describes the investigation of the transition strength of the 2_1^+ state of ^{12}C with (e,e') -experiments. For this purpose, measurements were performed on the Lintott magnetic spectrometer at the Superconducting-DArmstadt-LINear-ACcelerator (S-DALINAC). Due to the electron beam energy of 42.5 MeV and scattering angles of 69° , 81° and 93° extremely low momentum transfers from 0.252 fm^{-1} to 0.322 fm^{-1} could be achieved. Interaction cross sections of the 2_1^+ state of ^{12}C were determined by relative measurements of the ground state to the excited state. The resulting form factor data serve as the basis for extrapolating the form factor via an analytical model to the momentum transfer at the photon point $0,023\text{ fm}^{-1}$. The newly measured data has reduced the uncertainty of the $B(E2, 2_1^+ \rightarrow \text{GZ})$ value from 5.5 % to 2.5 %, since the data at low momentum transfers in particular determine the accuracy of the extrapolation. This precision makes it possible to reduce the uncertainties of the quadrupole momentum of the 2_1^+ state from currently 35 % to about half. This offers new possibilities for checking theoretical ab initio methods such as the No Core Shell model.

In the second part of this thesis the new design of the multi-wire drift chamber detector of the Quadrupole CLAMshell-spectrometer (QCLAM) is presented. The focus of the design was on improving energy resolution and efficiency of the detector. For this purpose a housing was designed in which the actual wire chambers are located. The new design consists of two X-planes and two U-planes. The spacing of the signal wires in the X-planes was reduced from 3 mm to 2.5 mm. The wires in the U-planes are twisted by 28.32° to the wires in the X-planes, resulting in a distance between the wires of 2.84 mm. The reduced distance leads to improved resolution and increased efficiency, especially in the low energy region of the spectrum.



Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Vorwort | 1 |
| I. B(E2)-Stärke des 2_1^+-Zustandes von ^{12}C aus (e,e')-Daten | 5 |
| 1. Motivation | 7 |
| 2. Theoretische Grundlagen | 13 |
| 2.1. (e,e')-Kinematik | 13 |
| 2.2. Streutheorie | 18 |
| 2.2.1. Plane Wave Born Approximation (PWBA) | 18 |
| 2.2.2. Distorted Wave Born Approximation (DWBA) | 19 |
| 2.3. Kollektivität und Deformation | 20 |
| 3. Experiment und Analyse | 23 |
| 3.1. S-DALINAC | 23 |
| 3.2. Lintott-Spektrometer | 25 |
| 3.3. Experimentdetails | 32 |
| 3.4. Effizienzmessung | 32 |
| 3.5. Flächenbestimmung | 34 |
| 3.6. Bestimmung der Formfaktoren des 2_1^+ Zustands von ^{12}C | 36 |
| 3.7. Bestimmung des Formfaktors am Photonenpunkt und der B(E2) Stärke | 44 |
| 3.8. Unsicherheitenbetrachtung | 48 |
| 4. Zusammenfassung und Ausblick | 55 |
| 4.1. Weitere experimentelle Schritte | 55 |

| | |
|--|------------|
| II. Neuplanung des Vieldraht-Driftkammer Detektors am QCLAM-Spektrometer | 57 |
| 5. Motivation | 59 |
| 6. QCLAM-Spektrometer | 65 |
| 6.1. Strahlengang | 69 |
| 6.2. Vieldraht-Driftkammer | 74 |
| 6.2.1. Messprinzip | 74 |
| 6.2.2. Ionisation | 78 |
| 6.2.3. Elektronendrift im Gas | 81 |
| 6.2.4. Gasverstärkung | 83 |
| 6.2.5. Örtliches Auflösungsvermögen | 87 |
| 6.3. Einfluss von Fremdstoffen im Gas | 89 |
| 6.3.1. Verunreinigungen mit Sauerstoff & Wasser | 89 |
| 6.3.2. Alterung der Kammer | 91 |
| 7. Überwachung der wichtigsten Spektrometer-Parameter | 93 |
| 8. MWDC Design | 97 |
| 8.1. Testverfahren | 104 |
| 8.1.1. Auflösungsvermögen | 105 |
| 8.1.2. Effizienz | 106 |
| 9. Ausblick | 109 |
| Literaturverzeichnis | 111 |
| A. Anhang | 135 |
| A.1. Unsicherheiten Quadrupolmoment | 135 |
| A.2. Driftkammer Reparatur am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung | 137 |
| A.3. Materialien für den Neubau | 142 |

| | |
|-------------------------------------|------------|
| Danksagung | 146 |
| B. Eigene Veröffentlichungen | 149 |



Vorwort

Mit dem berühmten Experiment von Geiger und Marsden [1, 2] sowie der Interpretation der Daten durch Rutherford [3] entwickelte sich zu Beginn des 20. Jahrhunderts ein Atommodell, das bis heute durch unzählige experimentelle wie auch theoretische Arbeiten weiterentwickelt und verbessert wurde. Der kompakte Atomkern, welcher nahezu die gesamte Masse des Atoms beinhaltet, ist positiv geladen und ca. 3000 mal kleiner als das Atom selbst. Der äußere Bereich wird von negativ geladenen Elektronen bevölkert. Allerdings waren erst mit dem Nachweis des Neutrons durch Chadwick [4] alle Kernbestandteile vollständig beschrieben. Mit diesen Entdeckungen begannen auch theoretischen Überlegungen und Versuche der Beschreibung der Kernmaterie wie die Idee des Isospins von Heisenberg [5]. Dieser beschreibt die Neutronen und Protonen als Zustände des gleichen Teilchens, des Nukleons. Der Isospin eines Nukleons ist $I = 1/2$, die Projektion $I_z = \pm 1/2$ mit positivem Vorzeichen für Protonen und negativem für Neutronen. Zwei Nukleonensysteme können dementsprechend zu einem $I = 1$ Triplet ($I_z = -1, 0, 1$ für nn,np,pp) oder einen $I = 0$ Singlet und $I_z = 0$ koppeln.

Seit dieser Zeit wurden verschiedene Modelle und Theorien entwickelt, um die physikalischen Prozesse in Atomkernen zu beschreiben. Man kann grob eine Einteilung in zwei unterschiedliche Herangehensweisen feststellen. Zum einen die mikroskopische Betrachtung und zum anderen die makroskopische Betrachtung.

Mikroskopische Betrachtung: Die Nukleonen werden als unabhängige Teilchen beschrieben, die sich in einem zentralen Potential bewegen. Dieses Potential wird durch die Wechselwirkung der Nukleonen untereinander hervorgerufen. Die einfachste Variante dieser Beschreibung bietet das Fermi-Gas-Modell [6]. Es ist gleichzeitig der Vorgänger des Schalenmodells, einem der erfolgreichsten Modelle der theoretischen Kernphysik.

Makroskopische Betrachtung: Der Atomkern als Ganzes wird in seinen Eigenschaften beschrieben. Ein früher Vertreter dieser Theorie war Gamow, welcher im Jahre 1930 das Tröpfchenmodell vorstellte [7]. Die Nukleonen stellen in diesem Modell eine nicht komprimierbare Flüssigkeit dar, die über die Oberfläche und die Art ihre Ausdehnung beschrieben wird. Anregungen können in Form von kollektiven Schwingungen und Rotationen auftreten. Für Bohr und Mottelson stellten diese Ideen eine Grundlage für das kollektive Modell dar [8].

Die Grundlagen zur Überprüfung von theoretischen Modelle für die Beschreibung von Atomkernen bilden Daten aus Streuexperimente, wie beispielsweise der Protonen-, der Photonen oder der Elektronenstreuung. Kernstrukturexperimente durch Elektronenstreuung sind spätestens seit dem Nobelpreis für Hofstadter 1961 als eine wirkungsvolle Methode angesehen um elektromagnetische Observablen in Atomkernen zu messen [9, 10]. Der Vorteil der Elektronenstreuung besteht darin, dass die Wechselwirkung zwischen Elektron und dem zu untersuchenden Kern rein elektromagnetisch ist. Die Coulomb-Wechselwirkung der Ladungen wie auch die Wechselwirkung zwischen Strömen und magnetischen Momenten im Kern und dem Feld des Elektrons haben ihre theoretische Grundlage in der Quantenelektrodynamik. Dies ist eine der am besten verstandenen Theorien, die es in der Physik gibt. Selbst bei beliebig hohen Elektronenenergien treten keine weiteren Wechselwirkungen auf. Allerdings ist zu beachten, dass bei Energien von über 140 MeV während der Wechselwirkung Pionen erzeugt werden können. Es ist daher möglich aus Daten der Elektronenstreuung direkt auf Eigenschaften des Kerns zu schließen, ohne dass man Unsicherheiten durch nicht verstandene Wechselwirkungen mit in die Interpretation aufnehmen muss. Anders ist das bei Teilchen, welche über die starke Wechselwirkung interagieren. Weiterhin ist die elektromagnetische Wechselwirkung so schwach, dass ein Elektron nur geringe Störungen im Prozess verursacht. Gleichzeitig sind die Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von mbarn noch so groß, dass sie für Messungen genutzt werden können. Über eine Variation des Impulsübertrags q , durch Änderung

der Energie des einfallenden Elektrons oder des Streuwinkels, kann bei gleicher Anregungsenergie des Kerns der Formfaktor $|F(q)|^2$ aus dem gemessenen Wechselwirkungsquerschnitt bestimmt werden. Über die, bei verschiedenen Impulsüberträgen, gemessenen Daten des Formfaktors können Rückschlüsse auf das räumliche Verhalten der Ladungsverteilung im Kern gezogen werden. Dies gilt für angeregte Zustände wie für den Grundzustand gleichermaßen.

Zum Nachweis von Elektronen in (e,e')-Experimenten eignen sich mit Gas gefüllte Detektoren. Mit den Teilchenspurdetektoren dieser Art konnte man schon im frühen 20. Jahrhundert Teilchen anhand ihrer elektrischen und magnetischen Ablenkeigenschaften identifizieren. Die in den 1910er Jahren entwickelte Wilson-Nebelkammer (Nobelpreis 1927) ist einer der frühesten Vertreter dieser Detektoren [11]. Entlang der Bahn der Ionen entstehen in einem übersättigtem Luft-Alkohol-Gemisch Kondensationsspuren. Eine Weiterentwicklung hierzu stellt die Diffusionskammer von Langsdorf dar. Diese kann im Gegensatz zur Nebelkammer kontinuierlich betrieben werden. Schwere Ionen wie Alpha-Teilchen erzeugen in der Diffusionskammer Spuren von wenigen Zentimetern. Die Blaskammer von Glaser war der nächste Schritt in der Entwicklung gasgefüllter Detektoren. Dadurch, dass das Gas in der Blaskammer normalerweise eine weitaus höhere Dichte aufweist als das Gemisch in Diffusions- oder Nebelkammern, können leichtere und schnellere Teilchen nachgewiesen werden. Insbesondere ist das in der Kern- und Teilchenphysik von Interesse, da hier mit hochenergetischen Teilchen, beispielsweise aus Teilchenbeschleunigern, gearbeitet wird. In der Kern- wie in der Teilchenphysik sind Blaskammern mit der Entwicklung der Multi-Wire Drift Chamber (MWDC) von Charpak (Nobelpreis 1992) ersetzt worden [12, 13]. Eine MWDC ist ein Detektor zur Bestimmung der Flugbahn eines geladenen Teilchens. Dies wird erreicht, indem die vom geladenen Teilchen im Gas der Kammer erzeugten Ionisationselektronen detektiert und ihre Driftzeiten und Ankunftspositionen an Elektroden gemessen werden. Eines der ersten funktionsfähigen Driftkammersysteme mit elektronischer Auslese wurde 1973 aufgebaut [14]. Der Vorteil der MWDC gegenüber allen vor-

herigen Systemen besteht darin, dass sie dauerhaft betrieben werden können und nicht mehr analog durch Auswertung von Photos ausgelesen werden müssen.

Die folgende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil dieser Arbeit wird die $B(E2)$ -Übergangsstärke vom ersten angeregten Zustand von ^{12}C in den Grundzustand mithilfe von (e,e') -Streuexperimenten bestimmt. Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der instrumentellen Weiterentwicklung des MWDC-Detektors am Quadrupole-CLAMshell-Spektrometer (QCLAM).

Teil I.

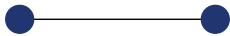
**B(E2)-Stärke des
 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C aus
(e,e')-Daten**



1 Motivation

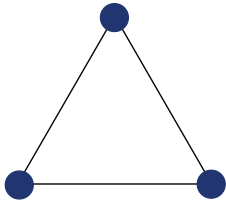
Seit der Einführung der algebraischen Methoden von Wigner [15] und Racah [16] sowie die damit einhergehenden Möglichkeiten der theoretischen Beschreibungen wurden diese in der Physik genutzt. In diesen Methoden werden quantenmechanische Viel-Körper-Systeme auf eine algebraische Struktur abgebildet. In den meisten Fällen wird eine Lie-Algebra [17] genutzt.

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl von algebraischen Modellen von physikalischen Systemen entwickelt. Zu diesen gehören in der Kernphysik beispielsweise das Interacting Boson Model, das Proton-Neutron Interaction Boson Model oder das Interacting Boson-Fermion Model [18, 19]. Diese haben seit ihrer Entwicklung zu einer detaillierten Beschreibung von mittleren bis zu schweren Kernen beigetragen. Das 2002 eingeführte Algebraic Cluster Model [20] dient zur Beschreibung von leichten Kernen. Die Grundidee stammt aus der 1981 eingeführten algebraischen Theorie der Moleküle [21]. Schon 1965 wurden in [22] spezifische geometrische Konfigurationen für Kerne, welche aus k α -Teilchen ($k \in \mathbb{N}$) bestehen, vorgeschlagen. Für Kerne mit α -Cluster-Konfigurationen lassen sich die Hantelkonfiguration in ^8Be mit $k = 2$, die Konfiguration eines gleichseitigen Dreiecks in ^{12}C mit $k = 3$ und die Tetraederkonfiguration in ^{16}O mit $k = 4$ nennen. Die Symmetrien, die diesen Konfigurationen zugrunde liegen, sind die Z_2 -Symmetrie bei $k = 2$, die D_{3h} -Symmetrie bei $k = 3$ und die T_D -Symmetrie bei $k = 4$ [23]. Die Konfigurationen sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Der Atomkern von ^{12}C ist ein Paradebeispiel, da der erste angeregte 0^+ -Zustand (der Hoyle-Zustand) ausgeprägte Cluster-Merkmale [24–27] aufweist. Dieser wird über eine $U(7)$ -Algebra beschrieben [20]. Ein Vergleich der aus diesen Zuständen berechneten Energieniveaus und den experimentellen Daten in [28], sowie in [29] und den darin angegebenen Quellen, zeigen bemerkenswerte Übereinstimmungen und starke Indizien für die



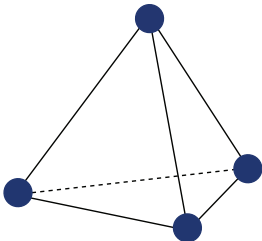
Hantel

^8Be



Dreieck

^{12}C



Tetraeder

^{16}O

Abbildung 1.1.: Alpha-Cluster Konfigurationen für $k = 2, 3, 4$ sowie die Atomkerne, die diesen entsprechen. Die Symmetrien, die diesen Konfigurationen zugrunde liegen, sind die Z_2 -Symmetrie bei $k = 2$, die D_{3h} -Symmetrie bei $k = 3$ und die T_D -Symmetrie bei $k = 4$ [23].

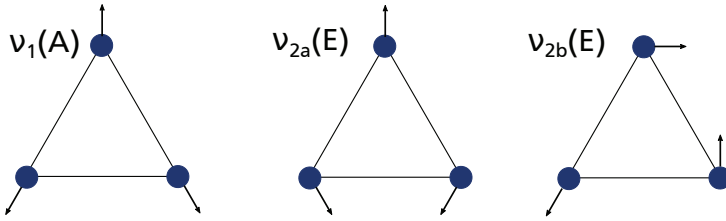


Abbildung 1.2.: Fundamentale Schwingungen der Konfiguration eines gleichseitigen Dreiecks (D_{3h} Symmetrie). Die A Schwingung ist einfach, die E Schwingung zweifach entartet.

D_{3h} -Symmetrie in ^{12}C . Werden Rotationen und Vibrationen des gleichseitigen Dreiecks angenommen, ergeben sich die Zustände zu

$$|(\nu_1, \nu_2^{l_2}); t, K, L^P, M_L\rangle, \quad (1.1)$$

mit t der Darstellungen der D_{3h} -Symmetrie [20], K der Projektion des Drehimpulses auf die intrinsische Achse, L dem Drehimpuls und M_L der Projektion des Drehimpulses. Die Vibrationszustände des Systems werden durch $(\nu_1, \nu_2^{l_2})$ mit $\nu_1 = 0, 1, 2, \dots$, $\nu_2 = 0, 1, 2, \dots$ und $l_2 = \nu, \nu-2, \dots, 1$ oder 0 gekennzeichnet. Die fundamentalen Schwingungen sind in Abbildung 1.2 gezeigt. Die $B(E2)$ -Übergangsstärke vom 2_1^+ Zustand von ^{12}C zum Grundzustand spielt in diesen α -Cluster-Modellen eine besondere Rolle. Sie bestimmt den Grad des α -Clusterings in der Grundzustandswellenfunktion und somit die Eigenschaften der darauf aufbauenden Rotations- und Vibrationszustände [30, 31].

Ebenfalls ist ^{12}C ein entscheidendes Testfeld für ab initio-Berechnungen in der modernen theoretischen Kernphysik. Das No-Core Shell Model (NCSM), sowie Importance Truncated No-Core Shell Model-Berechnungen (IT-NCSM) und andere theoretische Ansätze wie coupled cluster Verfahren konzentrieren sich auf die Beschreibung und Vorhersage von Eigenschaften des Grundzustands, Anregungsenergien und spektroskopischen Größen in p - und sd -Kernen [30, 32–49]. Kürzlich wurden starke Korrelationen zwischen der $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{G.Z.}}^+)$ -Übergangsstärke und dem Quadrupolmoment des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C

in einem weiten Spektrum von EFT-Wechselwirkungen beobachtet [50]. In Abbildungs 1.3 werden aktuelle In-Medium No Core Shell-Model

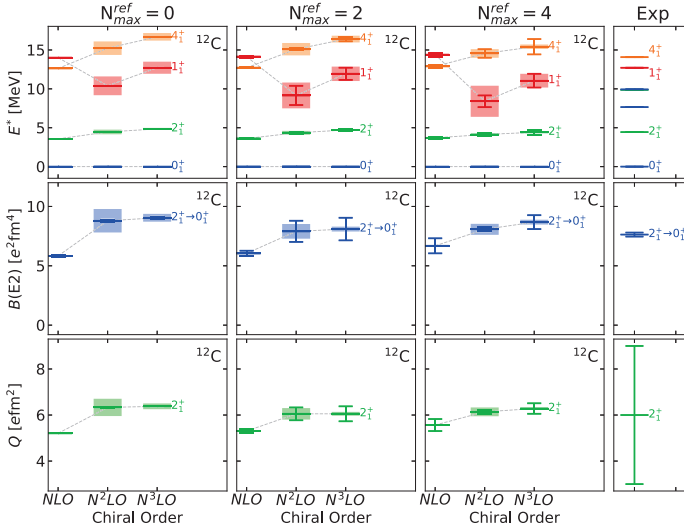


Abbildung 1.3.: Berechnungen mit dem In-Medium NoCore Shell-Model [51]. Zu sehen sind das Energiespektrum, $B(E2)$ -Übergangsstärke und Quadrupolmoment gegen die chirale Ordnung für $N_{\max}^{\text{ref}} = 0, 2$ und 4 mit Wechselwirkungen bis zu $N^3\text{LO}$ mit einem Cutoff von $\Lambda = 500 \text{ MeV}/c$. Die Fehlerbalken stellen die N_{\max}^{ref} für 2 und 4 dar. Der N_{\max}^{ref} -Fehler wird für $N_{\max}^{\text{ref}} = 0$ gezeigt. Die schattierten Bereiche sind als Interaktionsfehler zu verstehen [52, 53].

Rechnungen mit dem in dieser Arbeit bestimmten Wert der $B(E2)$ -Stärke $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{G.Z.}}^+) = (7,79 \pm 0,43) e^2\text{fm}^4$ [54] und dem Quadrupolmoment $Q(2_1^+) = (6 \pm 3) \text{efm}^2$ [55] verglichen. Der berechnete Wert der $B(E2)$ -Stärke stimmt gut mit den experimentellen Werten überein und hat eine größere Unsicherheit. Für das $Q(2_1^+)$ ist die theoretische

Unsicherheit jedoch deutlich kleiner als die experimentelle und erfordert eine genauere Messung des $Q(2_1^+)$, um die Theorie zu prüfen.

Aus diesem Grund wurde kürzlich ein Coulomb-Anregungsexperiment zur Messung des Quadrupolmoments durchgeführt [56]. Die Reorientierung der magnetischen Unterzustände ist ein Prozess zweiter Ordnung. Um das Quadrupolmoment aus den Daten zu bestimmen, ist es notwendig eine äußerst präzise Kenntnis der $B(E2)$ -Übergangsstärke zu besitzen [57–61]. Aus den momentan vorliegenden Daten konnte die Unsicherheit im Quadrupolmoment von 50 % auf 35 % reduziert werden.

Für eine genauere Bestimmung der $B(E2)$ -Übergangsstärke und die damit einhergehende Verbesserung der Unsicherheit des Quadrupolmoments werden momentan verschiedene experimentelle Ansätze verfolgt wie beispielsweise Kernresonanzfluoreszenz-Selbstabsorptionsexperimente [62] am Superconducting-Darmstadt-LINear-ACcelerator (S-DALINAC) und der High Intensity Gamma Source (HI γ S) und das in dieser Arbeit vorgestellte (e,e') -Experiment. Durch Messung des Wirkungsquerschnitt zu sehr kleinen Impulsüberträgen wurde die Extrapolation des Formfaktors zum Photonenpunkt verbessert. Die Ungenauigkeiten in der $B(E2)$ -Übergangsstärke wurden dadurch von 5,5 % [54] auf 2,5 % reduziert.



2 Theoretische Grundlagen

In den folgenden Kapiteln werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Elektronenstreuung besprochen. Danach werden neue Messdaten bei extrem niedrigen Impulsübertragungswerten des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C ausgewertet und eine Extrapolation der Formfaktordaten zum Photonenpunkt $q_{\text{eff}} = E_x/\hbar c$ durchgeführt. Die aus dieser Extrapolation erhaltene Übergangsstärke kann mit der aus Photonenstreudaten verglichen werden.

2.1 (e,e')-Kinematik

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Elektronenstreuung bei niedrigem Impulsübergang basierend auf [63], [64] und [65] dargestellt. Der inelastische Streuprozess eines Elektrons an einem Atomkern kann über $e + {}^AZ \rightarrow {}^AZ^{(*)} + e'$ beschrieben werden, wobei ${}^AZ^{(*)}$ einen angeregten Zustand des Atomkerns ist und folgenden Gleichungen erfüllt:

$$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{q} \quad (2.1)$$

$$E_1 - E_2 = E, \quad (2.2)$$

mit E_i der Elektronenenergie vor und nach dem Stoß, \vec{k}_i dem Impuls des Elektrons vor und nach dem Stoß, sowie dem Impulsübertrag \vec{q} . Dies ist in Abbildung 2.1 erweitert mit Θ dem Streuwinkel und φ dem Rückstoßwinkel dargestellt. Die Energie, die durch das Elektron im Kern deponiert wurde, wird mit E beschrieben. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Rückstoßenergie $T = q^2/2M$, mit M der Masse des Kerns, vernachlässigt werden kann. Der einfachste zu beobachtende Fall ist die elastische Streuung am schweren Kern, in diesem Fall kann man die obigen Gleichungen schreiben als:

$$q = (k_1^2 + k_2^2 - 2k_1k_2 \cos \Theta)^{1/2}, \quad (2.3)$$

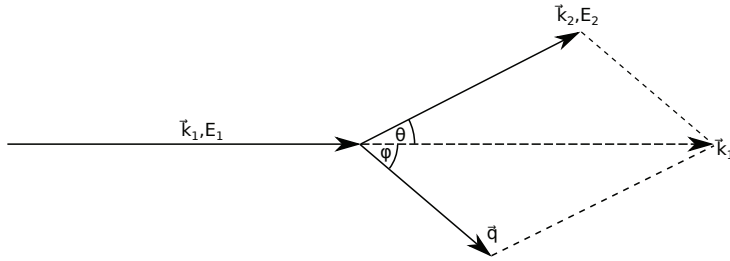


Abbildung 2.1.: Abläufe der Reaktion $e + {}^A Z \rightarrow {}^A Z^{(*)} + e'$ mit E_i der Elektronenenergie vor und nach dem Stoß, \vec{k}_i dem Impuls des Elektrons vor und nach dem Stoß, Θ dem Streuwinkel, φ dem Rückstoßwinkel und \vec{q} dem Rückstoßimpuls.

mit $k_i = |\vec{k}_i|$. Da $E = 0$ und $k_1 = k_2$ sind, vereinfacht sich dies zu

$$q = 2k_1 \sin\left(\frac{1}{2}\Theta\right). \quad (2.4)$$

Um Struktureffekte in Atomkernen auflösen zu können, benötigt man eine Eingangsenergie von Elektronen von $E_i \gtrsim 20 \text{ MeV}$. Bei Elektronenenergien von $E_i \gtrsim 5 \text{ MeV}$ können die Näherungen $E_i \approx k_1$ und $E_2 \approx k_2$ gemacht werden. Bei solch hohen Elektronenenergien muss man den Streuprozess als relativistisches Problem ansehen und somit muss der Viererimpuls Δ als Impulsübertrag genutzt werden. Das Quadrat des Viererimpulses ist gegeben durch

$$\Delta^2 = q^2 - E^2. \quad (2.5)$$

Bei Vernachlässigung der Elektronenmasse folgt daraus

$$\Delta^2 = 4k_1 k_2 \sin^2\left(\frac{1}{2}\Theta\right). \quad (2.6)$$

Unter den gleichen Voraussetzungen wie oben, ergeben sich für die Streuung von Photonen am Kern:

$$\gamma + {}^A Z \rightarrow {}^A Z^* \quad (2.7)$$

$$\vec{k} = \vec{q} \quad (2.8)$$

$$k = E. \quad (2.9)$$

Ist die Randbedingung, dass nur an schweren Kernen gestreut wird, nicht mehr gegeben, so muss auf eine allgemeine Streukinematik zurückgegriffen werden, in der die Rückstoßenergie des Atomkerns nicht mehr vernachlässigt wird, da die Elektronenenergie im Gegensatz zur Masse des Atomkerns relevant ist. Mit dieser Bedingung gilt außerdem: $E_{1,2} \approx k_{1,2}$. Der Energieübertrag auf den Kern wird mit $E = k_1 - k_2$ beschrieben.

$$E_1 - E_2 = E \quad (2.10)$$

$$E_1 + M = E_2 + (q^2 + E_x - M)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.11)$$

mit M der Masse des Atomkerns und E_x der Anregungsenergie des Kerns. Für den Impuls des Elektrons nach dem Stoß folgt mit $K = E_x [1 + (E_x/2M)]$

$$E_2 = \frac{E_1 - K}{1 + (2E_1/M) \sin^2(\frac{1}{2}\Theta)}. \quad (2.12)$$

Mit dem Quadrat des Viererimpulsübertrag folgt

$$\Delta^2 = 4E_1E_2 \sin^2\left(\frac{1}{2}\Theta\right). \quad (2.13)$$

Man kann sehen, dass selbst die relativistische Gleichung (2.6) nur unter der Annahme $m_e = 0$ gültig ist. Mit

$$T = E = \frac{\Delta^2}{2M} \quad \text{und} \quad (2.14)$$

$$q^2 = \frac{\Delta^2}{2M}(T + 2M) \quad (2.15)$$

ergibt sich für den Impulsübertrag im allgemeinen Fall Gleichung 2.16.

$$q^2 = \frac{4 \sin^2(\frac{1}{2}\Theta) E_1 [E_1 - E_x (1 + \frac{E_x}{2M})]}{1 + \frac{2 \sin^2(\frac{1}{2}\Theta) E_1}{M}} \quad (2.16)$$

$$\left(1 + \frac{\sin^2(\frac{1}{2}\Theta) \frac{E_1}{M} (E_1 - E_x (1 + \frac{E_x}{2M}))}{1 + \frac{2 \sin^2(\frac{1}{2}\Theta) E_1}{M}} \right)$$

Der attraktive Charakter der Coulomb-Kraft zwischen Atomkern und Elektron während des Streuprozesses, bei schwereren Kernen oder niedrigen Elektronenenergien, führt zu einer Erhöhung der effektive Energie des Elektrons im Zentrum des Massensystems. Dies führt zu einer Erhöhung des Impulsübertrags.

$$q_{\text{eff}}^2 = q^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{E_1 r_{\text{eq}}} \right)^2, \quad (2.17)$$

mit $r_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{5}{3}}(1,2 \cdot A^{1/3})^2$ dem Radius einer homogen geladenen Kugel und der Elementarladung e .

Der Wirkungsquerschnitt elastischer Elektronenstreuung wird durch den Mott-Querschnitt beschrieben

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Ze^2}{2} \right)^2 \frac{E_1^2}{(q_{\text{eff}}c)^4} \cos^2(\Theta/2), \quad (2.18)$$

mit der Einschussenergie des Elektronenstrahls E_1 . Diese Gleichung gilt nur unter der Annahme einer Streuung an einer punktförmigen Ladung. Da Atomkerne ausgedehnte Objekte mit einer Ladungsverteilung sind, müssen Korrekturen eingefügt werden. Der Formfaktor $|F(q_{\text{eff}})|^2$ beschreibt die Beziehung zwischen dem experimentellen und den Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = |F(q_{\text{eff}})|^2 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}}. \quad (2.19)$$

Mit Hilfe der Fourier-Transformation von Formfaktor-Daten, welche über einen weiten Impulsübertragungsbereich gemessen wurden, können Informationen bezüglich der Ladungsverteilung des entsprechenden Kernes bestimmt werden. Dies ist für elastische und für inelastische Streuung möglich. Verallgemeinert man Gleichung (2.19) folgt daraus:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{E_1 E_2}{4\pi^2 (\hbar c)^2} \left(\frac{|\vec{p}_2|}{|\vec{p}_1|} \right) \left(\frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} f_{\text{rec}} \right) |\langle \Psi_2 | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi_1 \rangle|^2, \quad (2.20)$$

wobei $J_{1,2}$ den Spin des Kerns und $\vec{p}_{1,2}$ den Dreierimpuls des Elektrons vor und nach der Streuung beschreiben. \hat{H}_{int} beschreibt die Wechselwirkung zwischen Elektron und Atomkern, der Rückstoßfaktor f_{rec} ist gegeben durch:

$$f_{\text{rec}} = \left(1 + \frac{2E_1}{Mc^2 \sin^2(\Theta)} \right)^{-1}. \quad (2.21)$$

Experimentell gesehen, ist der Wirkungsquerschnitt die Proportionalitätskonstante zwischen einfallenden und gestreuten Elektronen während des Experiments.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\dot{N}}{d\Omega} \frac{M_{\text{Mol}}}{N_A} \frac{e}{\rho x I}, \quad (2.22)$$

mit $d\dot{N}/d\Omega$ der Anzahl der gestreuten Elektronen pro Zeit im Raumwinkel Ω , σ dem totalen Wirkungsquerschnitt, N_A der Avogadrokonstanten, M_{Mol} , ρ , x der Molmasse, der Flächendichte und der Dicke des Targets und I dem gemessenen Elektronenstrom.

Weiterhin ist zu beachten, dass neben der Energie und dem Impulsübertrag bei der elektromagnetischen Wechselwirkung das Drehmoment und die Parität Erhaltungsgrößen sind. Dies führt automatisch zu Auswahlregeln für elektromagnetische Übergänge. Die Multipolarität λ eines Übergangs kann über

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f| \quad (2.23)$$

eingeschränkt werden. Die Parität π eines Übergangs wird bestimmt über die Parität $\pi_{i,f}$ der Anfangs- und Endzustände

$$\pi = \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{für magnetische Übergänge,} \quad (2.24)$$

$$\pi = \pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda} \quad \text{für elektrisch Übergänge.} \quad (2.25)$$

2.2 Streutheorie

2.2.1 Plane Wave Born Approximation (PWBA)

Betrachtet man das Problem der Streuung von der theoretischen Seite, ergibt sich folgende stationäre Schrödinger Gleichung für den Streuprozess

$$\left[-\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \psi_k(\vec{r}) = E \psi_k(\vec{r}), \quad (2.26)$$

mit $V(\vec{r}) = 0$ außer in der Nähe des Targets, dem Streupotential. Hierbei wird eine einfallende ebene Welle $\psi_k = (\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ als Randbedingung angenommen. Die Energie E wird über die einfallende Welle mit $E_k = k^2\hbar^2/2m$ definiert. Über die Randbedingung $E \geq 0$ ergibt sich

$$[\Delta + k^2]\psi_k = \frac{2m}{\hbar^2} V(\vec{r})\psi_k. \quad (2.27)$$

Durch das Einführen der Greenschen Funktion G_0 lässt sich diese Gleichung lösen und es ergibt sich die Lippman-Schwinger Gleichung der Streutheorie [66]

$$\psi'_k = e^{i\vec{k}\vec{r}} + \int_{\mathbb{T}} d^3r' G_0(r, r'|E) V(\vec{r}') \psi'_k(\vec{r}') \quad (2.28)$$

, mit \mathbb{T} dem Targetbereich. Aus dieser Gleichung folgt dann die Born'sche-Entwicklung der Wellenfunktion in Potenzen des Wechselwirkungspotentials V [63, 67]:

$$\psi'_k = (1 + G_0 T) \psi_k^0 \quad \text{mit} \quad T = V + V G_0 V + V G_0 V G_0 V + \dots \quad (2.29)$$

Ersetzt man den ersten Term dieser Entwicklung, welcher die exakte Wellenfunktion $\psi'(\vec{r}')$ darstellt, durch eine ebene Welle $e^{i\vec{k}\vec{r}'}$, wird dies Plane Wave Born Approximation (PWBA), genannt. Diese Näherung kann insbesondere zur Berechnung von Streuamplituden genutzt

werden. Die Näherung, welche hierbei gemacht wird ist, dass die einfallende Welle nur einmal mit dem Potential des Targets wechselwirkt. Nimmt man als Wechselwirkungspotential an, dass $V(\vec{r}) = V(r)$, dem Potential einer Punktladung entspricht, ergibt sich für die Streuamplitude in der ersten Bornschen Näherung

$$f_k^{(1)}(\Theta) = -\frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty V(r) r \sin(Qr) dr. \quad (2.30)$$

Unter der Annahme, dass die Wechselwirkung von zwei Teilchen mit Ladung Z_1e , bzw. Z_2e über deren Coulombpotential stattfindet, so zeigt sich, dass

$$f_k^{(1)}(\Theta) = -\frac{1}{4} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\sin^2(\Theta/2)} \frac{1}{E} \quad (2.31)$$

ergibt. Hieraus folgt für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left| \frac{1}{4} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\sin^2(\Theta/2)} \right|^2 \frac{1}{E^2}, \quad (2.32)$$

was dem Rutherford Streuquerschnitt entspricht. Dieser ist nichts anderes als der nicht relativistische Grenzfall ohne Beachtung des Spins des einfallenden Teilchens von Gleichung (2.18).

2.2.2 Distorted Wave Born Approximation (DWBA)

Bei hohen Kernladungszahlen des zu untersuchenden Kerns oder einer geringen Einschussenergie der Elektronen ist es zur Erhöhung der Genauigkeit der Berechnung nötig eine Coulomb Störung mit einzubeziehen. Eine wesentliche Näherung, die dabei meistens gemacht wird, ist, dass davon ausgegangen wird, dass nur eines der ausgetauschten virtuellen Photonen zur Anregung des Atomkerns führt. Das Problem wird weiterhin, wie bei der PWBA, als statisch angesehen. Dies bedeutet, die

Störung der Elektronenwelle entsteht aus einem statischen Zentralpotential, welches ausschließlich vom Kern im Grundzustand ausgeht. Die Erweiterung zur PWBA besteht darin, dass anstelle einer ebenen Elektronenwelle die exakte Lösung der Dirac-Gleichung im Zentralpotential des Feldes zur Lösung der Störungstheorie erster Ordnung genutzt wird. Der Wechselwirkungsquerschnitt ergibt sich dadurch zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_f^2}{(2\pi\hbar c)^2} \sum_{M,mm'} \frac{1}{sJ_i + 1} |A_{if}(LM, mm')|^2, \quad (2.33)$$

wobei A_{if} das Matrixelement des Hamiltonoperators der Wechselwirkung zwischen Anfangs- und Endzustand darstellt [68].

2.3 Kollektivität und Deformation

Das Schalenmodell des Atomkerns ist dadurch limitiert, dass nur eine geringe Zahl an Valenznukleonen ausreichend gut beschrieben werden kann. Die Vorhersagen sind dementsprechend am Schalenabschluss und in der direkten Umgebung am besten. Je weiter der Kern von einem Schalenabschluss entfernt ist, also mit steigender Zahl von Valenznukleonen, desto wichtiger wird die Restwechselwirkung (vergleiche [69]). Diese Wechselwirkung kann in Multipolanteile zerlegt werden, wobei der Monopolterm die Einteilchenenergien beschreibt und die höheren Ordnungen Anregungsspektren. Da diese Arbeit sich mit der elektrischen Quadrupolanregung (E2) beschäftigt, wird nur diese im weiteren betrachtet. Niedrige E2 Anregungen können als Rotation- oder Vibrationsanregungen des Kerns interpretiert werden. Diese können als Veränderung des Kernradius mit der Multipolordnung 2 beschrieben werden [70]

$$R_{osz} = R \left[1 + \sum_{\mu} a_{2\mu} Y_{2\mu}(\Theta, \Phi) \right], \quad (2.34)$$

mit R_0 dem sphärischen Radius eines Kerns mit gleicher Masse, μ den magnetischen Unterzuständen, $Y_{2\mu}$ der Kugelflächenfunktionen und a_{μ}

dem Ausdehnungskoeffizienten. Es ist üblich die Ausdehnungskoeffizienten über die zwei Koeffizienten β und γ darzustellen [57, 71]

$$\alpha_0 = \beta \cos \gamma \quad \alpha_{-2,2} = \beta \sin \gamma. \quad (2.35)$$

Da $\alpha_{-1,1}$ die Bewegung des Masseschwerpunktes des Atomkerns beschreiben gilt $\alpha_{-1,1} = 0$. Man hat die Form des Kerns nun über 2 Koeffizienten β und γ ausgedrückt, die Quadrupoldeformation wird von β , die axiale Symmetrie von γ beschrieben. Die meisten Kerne sind zumindest im Grundzustand nahezu axialsymmetrisch, das Potential hat also ein Minimum bei $\gamma \approx 0$. Bei Werten von $\beta > 0$ spricht man von einem prolaten Kern, bei $\beta < 0$ von oblaten Kernen. Da der Grundzustand eines

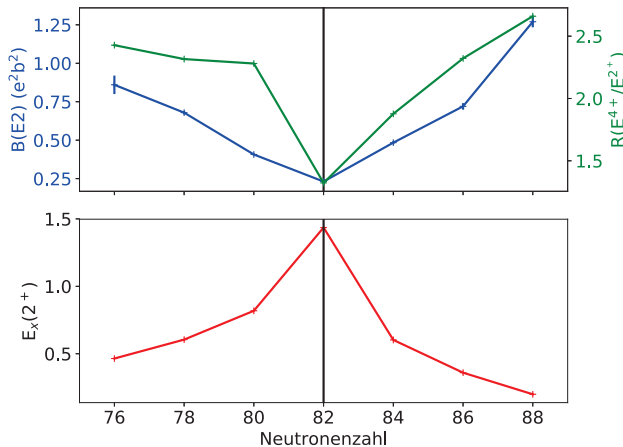


Abbildung 2.2.: Anregungsenergie, $B(E2)$ -Übergangsstärke und das Verhältnis der Anregungsenergien des ersten 4^+ und des 2^+ -Zustands für verschiedene Barium Isotope. Um den Schalenabschluss $N=82$ steigen die Anregungsenergien der 2_1^+ Zustände zum Schalenabschluss hin an. Die Anregungswahrscheinlichkeit steigt mit zunehmender Zahl von Valenzenukleonen. Daten entnommen aus [72–76].

gerade-gerade Kernen aufgrund der Kopplung der Nukleonen immer einem 0^+ Zustand und in den meisten Fällen der erste angeregte Zustand einem 2^+ Zustand entspricht, ist der Übergang zwischen diesen beiden Zuständen ein reiner E2 (elektrischer Quadrupol) Übergang, dies kann durch Gleichung (2.24) nachvollzogen werden. Da bei niedrigen Anregungszuständen die kollektiven Effekte einen Quadrupol-Charakter haben, sind sie von großem Interesse für die Kernstrukturphysik. Bei der Untersuchung der Kernstruktur von Isotopen in der Nähe von Schalenabschlüssen bis zu den mittleren Schalenbereichen, wird der zunehmende Einfluss von Restwechselwirkungen und kollektiven Eigenschaften immer wichtiger. Wie stark die Kollektivität ausgeprägt ist und wie sie sich äußert, lässt sich als Verhältnis der Energien des 4_1^+ Zustandes zum 2_1^+ Zustand beschreiben, $R_{42} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$. Die Werte von R_{42} reichen von unter 2,0 in der Nähe geschlossener Schalen, zwischen 2,0 und 2,5 für Kerne mit Schwingungsanregungen und bis zu ca. 3,33 für Kerne mit rein rotatorischen Anregungen und bilden somit eine wichtige Kenngröße für die Kernstrukturphysik.

Andere wichtige Beobachtungsgrößen für die Untersuchung der Entwicklung der Kernstruktur sind die Energie des ersten angeregten Zustands und die Übergangsstärke zu diesem. Wie oben erwähnt, sind gerade-gerade Kerne gut geeignet um die Entwicklung der Kollektivität zu untersuchen. Zur Verdeutlichung sind die $B(E2)$ -Werte, sowie die Energien der 2_1^+ Zustände für Isotope um den Schalenabschluss $N = 82$ in Abbildung 2.2 dargestellt. Wie erwartet, nimmt die Energie der 2_1^+ Zustände zum Schalenabschluss hin zu und die Wahrscheinlichkeit, einen Kern anzuregen, steigt mit der Anzahl der Valenznukleonen, die zur Erzeugung des angeregten Zustands zur Verfügung stehen. Die reduzierte Übergangsstärke des 2_1^+ in den Grundzustand wird über das reduzierte Matrixelement $|\langle I_f || \mathcal{M}(E\lambda) || I_i \rangle|$ ausgedrückt [69, 77, 78].

$$B(E\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f || \mathcal{M}(E\lambda) || I_i \rangle|^2, \quad (2.36)$$

wobei λ die Multipolarität des Übergangs beschreibt.

3 Experiment und Analyse

Im folgenden Kapitel werden zunächst der Elektronenbeschleuniger S-DALINAC und das Lintott-Spektrometer näher erläutert. Im Anschluss werden die einzelnen Schritte der Analyse exemplarisch an einem Datensatz erklärt. Als letztes werden die Berechnungen der Unsicherheiten der Analyse dargestellt.

3.1 S-DALINAC

Der Elektronenstrahl für dieses Experiment wurde vom S-DALINAC bereitgestellt. Die Anlage wurde 2015/2016 von einem ursprünglich zweifach rezirkulierendem Design [79] zu einem dreifach rezirkulierendem Energy-Recovery-Beschleuniger [80] erweitert. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Zeichnung des S-DALINAC und der experimentellen Aufbauten. Für das ^{12}C Experiment, welches in dieser Dissertation beschrieben wird, wurde ein Elektronenstrahl genutzt, der von der thermionischen Quelle erzeugt wurde. Alternativ steht eine spin-polarisierte Elektronenquelle zur Verfügung. Die 3-GHz-Zeitstruktur des Strahls wird über das Chopper-Prebuncher-System dem Strahl aufgeprägt. Danach gelangt der Strahl in den supraleitenden Bereich des Beschleunigers und wird im Injektor-Modul auf bis zu 10 MeV beschleunigt. Nach dem Injektor können die am Darmstadt-High-Intensity-Photon-Setup (DHIPS) [81] für Kernresonanzfluoreszenz-Experimente genutzt werden.

Andernfalls kann der vorbeschleunigte Elektronenstrahl in den LINAC geschossen werden, in dem er bis zu viermal beschleunigt werden kann. Pro Durchgang können maximal 30 MeV an Energie gewonnen werden, weshalb die maximale Elektronenenergie auf 130 MeV beschränkt ist. Der maximale Strahlstrom bei dieser Energie liegt technisch und aus Strahlenschutzgründen bei $20\text{ }\mu\text{A}$.

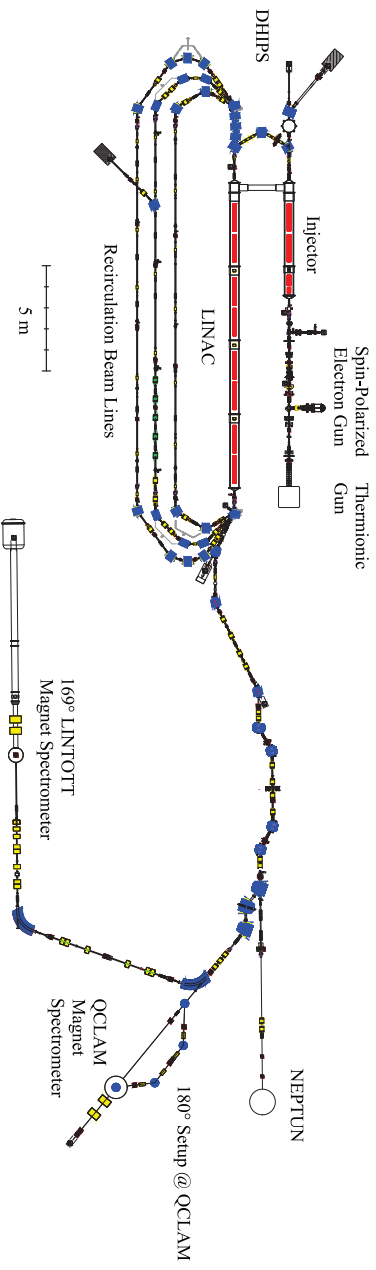


Abbildung 3.1.: S-DALINAC, sowie die dazugehörigen experimentellen Aufbauten am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt. In rot sind die Beschleunigungsstrukturen, in blau Dipol- und in gelb Quadrupolmagnete eingezeichnet. Der S-DALINAC kann einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit bis zu 130 MeV und 20 μA sowie einer relativen Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 10^{-4}$ bereitstellen. Das in dieser Dissertation vorgestellt Experiment wurde am Litott-Spektrometer durchgeführt.

Nach dem Hauptbeschleuniger wird der Strahl durch die Extraktionstrahlführung in den Scraper-Abschnitt geleitet, durch diesen kann eine relative Energieauflösung an den darauf folgenden Experimenten von $\Delta E/E \approx 10^{-4}$ erreicht werden [82]. Einer der drei Experimentaufbauten ist der NiederEnergie PhotonenTagger Und Neutronen (NEPTUN) [83, 84]. Der zweite Experimentierplatz ist eines der beiden Magnet-spektrometer, das Quadrupol-CLAMshell-Spektrometer (QCLAM) [85–89]. Durch die große Raumwinkelabdeckung von $\Delta\Omega = 35$ msr und einer neu entwickelten Datenaufnahme [90] ist das QCLAM optimal für (e,e'x)-Experimente geeignet [91–96]. Eine weitere Besonderheit besteht in der Möglichkeit 180° Elektronenstreuexperimente durchführen zu können. Dies wird durch eine Magnetschikane vor der Streukammer und einem dafür in die Streukammer eingesetzten Ablenkmagneten ermöglicht [97]. Eine genauere Beschreibung des Spektrometers folgt in Abschnitt 6.1.

Der dritte Experimentaufbau ist das Lintott-Spektrometer, welches für dieses Experiment genutzt wurde und im folgenden Abschnitt genauer beschrieben wird.

3.2 Lintott-Spektrometer

Das 1978 entwickelte [98–102] und mehrfach überarbeitete [103–107] 169°-Spektrometer (wegen der Herstellungsfirma des Dipolmagneten auch Lintott genannt) ist auf Elektronenstreuexperimente mit hoher Energieauflösung ausgelegt.

Nachdem der Elektronenstrahl des S-DALINAC auf die benötigte Energie beschleunigt wurde, kann er in die Experimentierhalle und dort zum Lintott-Spektrometer gelenkt werden. Eine schematische Darstellung des Spektrometers ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Durch die Elektronen, welche in der Streukammer am Target in das Spektrometer gestreut werden, können kernphysikalische Informationen gewonnen werden.

Magnetspektrometer wie das Lintott oder das QCLAM, welches in Abschnitt 6.1 genauer erläutert wird, sind so gebaut, dass die Impulsinformation der gestreuten Elektronen durch eine Ortsinformation erfasst

Tabelle 3.1.: Eigenschaften des Lintott-Spektrometers [100, 101, 103, 104]

| | |
|-----------------------------|--------------------------------------|
| Energieakzeptanz | 20 MeV bis 120 MeV |
| Ablenkwinkel | $(169,7 \pm 0,1)^\circ$ |
| Radius des Sollstrahls | 1,0 m |
| Anstellwinkel des Detektors | $(35 \pm 2)^\circ$ |
| Dispersion | 3,76 cm/% |
| Impulsakzeptanz | $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2\%$ |
| Raumwinkel | $\Omega_{max} \approx 6 \text{ msr}$ |
| Relative Energieauflösung | $3 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) |
| Mögliche Streuwinkel | 33° bis 165° (in 12° Schritten) |
| Feldstärke | 0,6 kG bis 4,0 kG |

werden kann. In einem Dipol-Magnetfeld werden geladene Teilchen wie Elektronen auf eine Kreisbahn gezwungen. Der Biegeradius ρ hängt vom Impuls des sich im Magnetfeld bewegenden Teilchens ab und kann über die magnetische Steifigkeit ausgedrückt werden:

$$B\rho = \frac{\gamma \cdot m \cdot v}{q}, \quad (3.1)$$

mit ρ dem Biegeradius, $p = \gamma \cdot m \cdot v$ dem relativistischen Impuls des Elektrons, q seiner Ladung und B der Stärke des Magnetfelds. Nach dem Durchqueren eines solchen Dipolfeldes können den Elektronen durch einen ortsempfindlichen Detektor Impulse zugewiesen werden. Dadurch, dass die Einschussenergie des Elektronenstrahls bekannt ist, kann der Energieverlust der Elektronen im Target bestimmt werden, da für hoch relativistische Elektronen $E = pc$ gilt. Um eine Energieauflösung wie in Tabelle 3.1 gezeigt zu erreichen, ist es nötig die Strahlführungsparameter des Spektrometers passend zu wählen. Das Lintott-Spektrometer ist ein Doppelfokussierungsspektrometer (radial und axial). Die Grundlagen hierfür wurden von Ikegami in [108] beschrieben und zum Bau des Lintott-Spektrometers herangezogen. Der

Ablenkwinkel von $\tau = \pi\sqrt{7/3} \approx 169,7^\circ$, der so genannte „magische Winkel“ ermöglicht eine korrekte Fokussierung unabhängig vom Objektstand zum Magneten. Weiterhin wird somit die Fokalebene weiter weg vom Ende des Dipolmagneten gelegt. Durch das schnell abfallende Randfeld wird es somit einfacher ortssensitive Detektoren in der Fokalebene anzubringen. Der Detektor ist um 35° gegen die Sollflugbahn der Elektronen geneigt, somit können Abberationseffekte zweiter Ordnung korrigiert werden. Auf eine vollständige Korrektur höherer Ordnungen wurde verzichtet.

Detektorsystem

Ein weiterer Faktor, welcher direkt die Energieauflösung beeinflusst, ist die Güte des Detektorsystems. Da der Raumwinkel des Lintott-Spektrometers mit 6 msr so klein gewählt ist, dass die Fokalebene als Gerade angenommen werden kann, ist es hierdurch einen Detektor direkt dort zu platzieren. Der Detektor des Lintott-Spektrometers besteht aus Siliziumstreifen-Modulen. Das Gesamtsystem besteht aus vier Modulen mit jeweils 96 Siliziumstreifen mit einer Breite von $650\,\mu\text{m}$ und einer Dicke von $500\,\mu\text{m}$. Zwischen jeweils zwei Modulen ist eine Lücke von ca. 7 mm was 10,5 Kanäle entspricht. In diesen Abschnitten können keine Elektronen nachgewiesen werden. Die Gesamtlänge des Detektors beträgt 24 cm bzw. 415,5 Kanäle (inklusive Lücken).

Um eine möglichst geringe Aufstreuung der Elektronen vor dem Durchgang durch die Siliziumstreifen zu gewährleisten, sind die Module innerhalb der Vakuumkammer des Lintott-Spektrometer angebracht. Hinter dem Detektor ist ein Austrittsfenster mit einer $50\,\mu\text{m}$ dicken Mylarfolie bespannt. Diesem folgt ein Szintillator als Triggerdetektor. Dieser Aufbau gewährleistet eine Effizienz von nahezu 100 % und erlaubt eine Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 10^{-4}$.

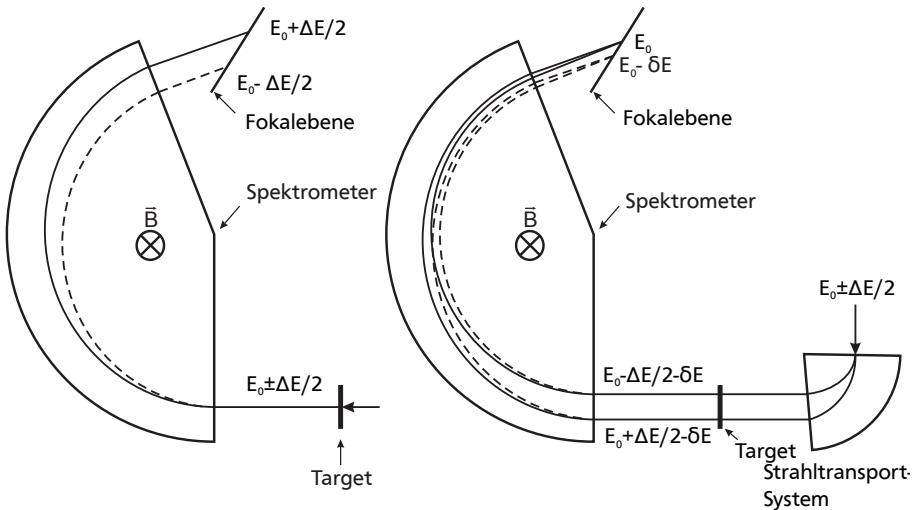


Abbildung 3.2.: Vergleich des konventionellen und des Energie-Verlust Modus des Lintott-Spektrometers. Beim konventionellen Modus ist der Fokus des Strahls auf dem zu untersuchendem Target eingestellt. Beim Energie-Verlust-Modus wird die Dispersion des Elektronenstrahls in der Strahlführung an die Dispersion des Spektrometers angepasst. Entnommen und modifiziert aus [109].

Konventioneller Modus gegen Energie-Verlust-Modus

Das Lintott-Spektrometer kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Zum einem im konventionellen Modus, bei dem der Fokus des Strahls auf das zu untersuchende Target eingestellt ist. Nach der Streuung werden Elektronen mit dem gleichen Impuls p auf dem gleichen Ort im Detektorsystem abgelegt. Der Eintrittswinkel spielt dabei keine Rolle. Die Energiebreite des Elektronenstrahls geht in diesem Modus direkt in die Auflösung des Spektrums mit ein und kann als untere Grenze angesehen werden, wenn sie zu groß ist. Auch instabile Strahleinstellungen können hierbei zu Problemen führen. Typische Energieauflösungen in diesem Modus sind $\Delta E/E \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ [109].

Der zweite Modus ist der sogenannte Energie-Verlust-Modus. In diesem wird die Dispersion des Elektronenstrahls in der Strahlführung an die Dispersion des Spektrometers angepasst [100]. Nach der Streuung werden nun nicht mehr alle Elektronen mit dem gleichen Impuls p , sondern der gleichen Impulsänderung (Energieverlust) Δp im Target am gleichen Ort im Detektor fokussiert. Die Auflösung hierbei ist in erster Ordnung abhängig von den verschiedenen Energieverlusten aufgrund von Mehrfachstreuung der Elektronen im Target. Typische Energieauflösungen von $\Delta E/E \leq 3 \cdot 10^{-4}$ können erreicht werden. Schematisch sind die beiden Modi in Abbildung 3.2 dargestellt.

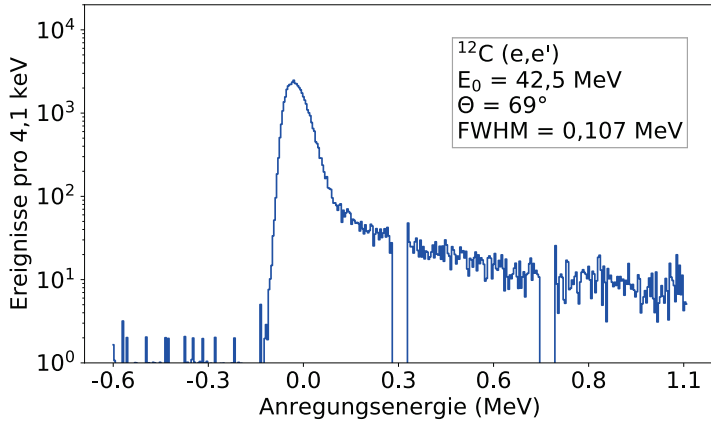
Durch die Dispersion im Strahl erhöht sich die Größe des Elektronenstrahls auf dem Target, weshalb die maximal tolerierbare Energieauflösung im Strahl begrenzt ist. Überschreitet die Energiebreite des Strahls den Wert

$$\Delta E_{\text{Strahl}}^{\text{max}} = \frac{\varnothing_{\text{Target}} \cdot E_1}{3,76 \text{ cm}/\%}, \quad (3.2)$$

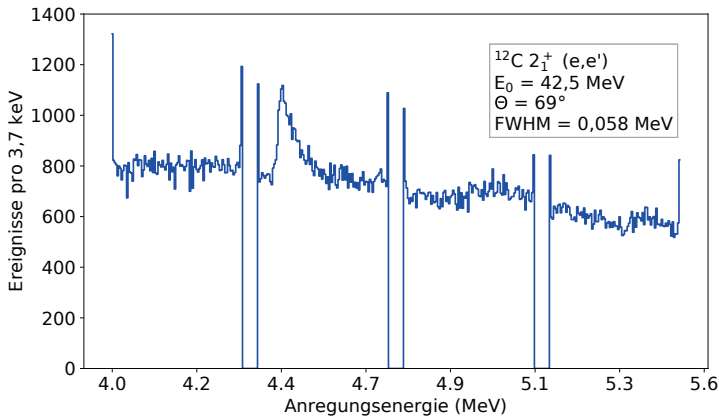
mit $\varnothing_{\text{Target}}$ dem Durchmesser des Targets, E_1 der Einschussenergie und $3,76 \text{ cm}/\%$ der Dispersion des Spektrometers, ist es nicht mehr möglich, den gesamten Strahlfleck auf dem Target abzubilden. Dadurch nimmt die Intensität ab und absolute Messungen des Wirkungsquerschnittes,

die auf der gesammelten Ladung im Faraday-Cup basieren, sind unmöglich.

Da die Zählrate im Energie-Verlust-Modus geringer ist, wurde der konventionelle Modus für das Experiment genutzt, da für die Messungen an ^{12}C eine hohe Zählrate gewünscht war. Somit konnten die Messungen schneller abgeschlossen werden und Strahlschwankungen, welche eventuell während den Messungen auftreten könnten, waren unwahrscheinlicher.



(a)



(b)

Abbildung 3.3.: Roh-Spektrum (a) der elastischen Streuung und (b) des 2_1^+ Zustands von ^{12}C bei einem Streuwinkel von 69° und 42,5 MeV Elektronenenergie. Die Lücken in den Spektren entstehen durch die in Abs. 3.2 beschriebene Geometrie der vier Siliziumstreifen-Modulen.

3.3 Experimentdetails

Das Experiment wurde Ende 2017 am supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC (siehe Abschnitt 3.1) in Darmstadt durchgeführt. Als Elektronenquelle wurde die konventionelle thermionische Elektronenkanone verwendet. Der Elektronenstrahl hatte eine Energie von 42,5 MeV und es wurden typische Elektronenstrahlströme von 0,2 μA bis 1 μA gemessen. Die Energieauflösung lag zwischen 80 keV bis 160 keV FWHM. Als Target wurde eine Folie aus natürlichem Kohlenstoff verwendet, die Flächendichte der Folie betrug 10 mg/cm². Abbildung 3.3 zeigt zwei typische Spektren von ¹²C bei einem Streuwinkel von 69°. An diesen beiden Spektren werden beispielhaft die Schritte der Analyse gezeigt, die mit allen Spektren vorgenommen wurden. Die markante Linie in Abbildung 3.3a ist die sogenannte elastische Linie, bei der Elektronen ohne den Kern anzuregen gestreut werden. Die Spektren wurden so kalibriert, dass die elastische Linie eine Anregungsenergie von 0 MeV aufweist. Da die Impulsakzeptanz des Spektrometers nur $\pm 2\%$ beträgt, ist bei einer Einschussenergie von 42,5 MeV nur ein Ausschnitt von 1,7 MeV im Spektrum zu sehen. Das Spektrum in Abbildung 3.3b zeigt den 2_1^+ Zustand von ¹²C bei 4,4 MeV. Um diesen zu sehen, muss das Magnetfeld des Spektrometers relativ zum Spektrum mit der elastischen Linie verringert werden. Die Messungen wurden unter Streuwinkeln von 69°, 81° und 93° aufgenommen, um unterschiedliche Impulsüberträge zu erreichen, siehe Tabelle 3.3.

3.4 Effizienzmessung

Wie in Abbildung 3.3b und Abbildung 3.4 zu sehen, treten insbesondere bei Kanälen direkt an den Lücken zwischen den Detektorplatinen Effizienzeffekte auf, die nicht physikalisch zu erklären sind. Diese Kanäle weisen, im Gegensatz zu Ihren Nachbarkanälen, eine stark erhöhte Zählrate auf.

Das Spektrum in Abbildung 3.4 zeigt eine Messung an einem ²⁰⁸Pb-Target bei einer Anregungsenergie von ca. 25 MeV, welches über

12 Stunden aufgenommen wurde. Durch die gewählte Anregungsener-

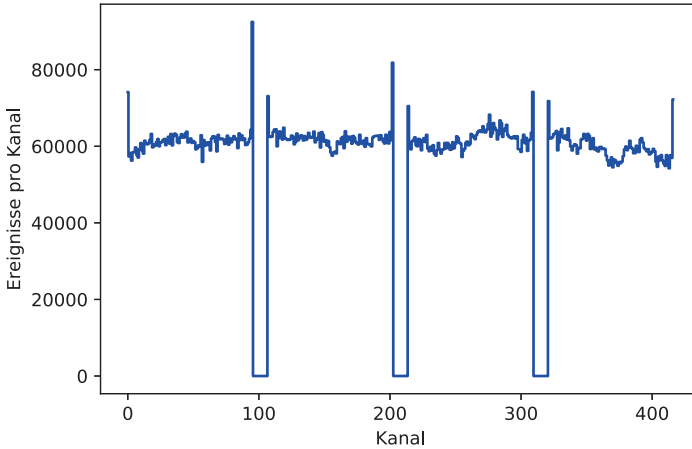


Abbildung 3.4.: Spektrum eines ^{208}Pb Targets bei einer Anregungsenergie von ca. 25 MeV. Der Energiebereich des Spektrums wurde so gewählt, dass ein vom Detektorsystem unabhängiges „weißes Rauschen“ im Spektrum erwartet wird (vergleiche [110]). Die Lücken im Spektrum entstehen durch die geometrische Bauweise des Detektorsystems, welche in Abschnitt 3.2 beschrieben wird.

gie ergibt sich ein vom Detektor unabhängiges „weißes Rauschen“ (vergleiche [110]). Um die Korrekturfaktoren für jeden Kanal zu bestimmen wurde der quadratische Mittelwert

$$\sqrt{\sum_{i=0}^n x_i^2 / n} \quad (3.3)$$

berechnet und die relative Abweichung von selbigen für jeden Kanal im Blei Spektrum bestimmt. Dieser Korrekturfaktor wurde auf die ^{12}C Messungen angewendet. Das Effizienz korrigierte Spektrum des 2_1^+ Zustands von ^{12}C ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

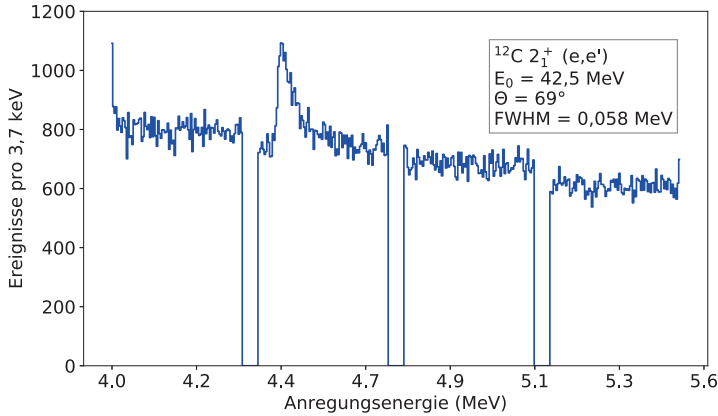


Abbildung 3.5.: Effizienzkorrigiertes Spektrum des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C bei einem Streuwinkel von 69° und 42,5 MeV Elektronenenergie. Die Lücken in den Spektren entstehen durch die in Abs. 3.2 beschriebene Geometrie der vier Detektorplatten.

3.5 Flächenbestimmung

Um die Fläche der Peaks der elastischen wie auch der inelastischen Linie zu bestimmen wurde ein in [111] vorgestellter, phänomenologischer Fit genutzt. Es werden zwei Normalverteilung mit unabhängiger Breite, sowie eine Hyperbelfunktion und eine Gerade für den Untergrund stetig zusammengefügt, sodass die Gesamtfunktion die Form der Linie im Spektrum, sowie den Strahlenschwanz beschreibt.

$$y(x) = U(x) + y_0 \cdot \begin{cases} \exp\left[-\ln 2 \cdot C_1 \cdot (x - x_0)^2 / \sigma_1^2\right] & x < x_0 \\ \exp\left[-\ln 2 \cdot C_2 \cdot (x - x_0)^2 / \sigma_2^2\right] & x_0 < x \leq x_0 + \eta\sigma_2 \\ \frac{A}{(B + x - x_0)^\gamma} & x > x_0 + \eta\sigma_2 \end{cases} \quad (3.4)$$

Untergrund : $U(x) = a \cdot x + b$,

der Parameter x_0 beschreibt den Ort des Maximums des Peaks, y_0 die Anzahl der Ereignisse an der Stelle x_0 , σ_1^2 und σ_2^2 die Varianzen der

beiden Normalverteilungen in den Bereichen $E_x < x_0$ und $E_x > x_0$. Der Anschlusspunkt und der Exponent der Hyperbelfunktion sind durch η bzw. γ gegeben. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, damit die Stetigkeit der Funktion gewährleistet ist:

$$\begin{aligned}\sigma_2 &= C_2 \cdot \sigma_1 / C_1 \\ B &= -(-\gamma + \eta^2) \cdot \sigma_2 / \eta \\ A &= C_2 \cdot \exp(-\eta^2/2) \cdot (\eta \cdot \sigma_2 + B)^\gamma / (\sqrt{2\pi}\sigma_2).\end{aligned}\tag{3.5}$$

Für die Herleitung der Anschlussbedingungen siehe auch [112]. Um die Fläche der Peaks $a_{\text{el}}^{\text{exp}}$ & $a_{\text{in}}^{\text{exp}}$ zu bestimmen, welche gleich der Anzahl der registrierten Ereignisse ist, wird das Integral der Funktion (3.4) berechnet. Die Integralgrenzen sind in Abhängigkeit der Varianz der Normalverteilungen gewählt

$$a_i^{\text{exp}} = \int_{x_0 - 2 \cdot \sigma_1}^{x_0 + 5 \cdot \sigma_2} (y(x) - U(x)) dx.\tag{3.6}$$

Es gibt noch andere Ursachen neben der inelastischen Streuung, die einen Energieverlust der Elektronen beim Passieren des Targets verursachen. Eine Möglichkeit ist die Emission von Bremsstrahlung, wenn das Elektron im elektrischen Feld des Targets beschleunigt wird. Eine weitere Quelle des Energieverlustes ist der Ionisierungseffekt. Es handelt sich um einen Energieverlust, der durch die Wechselwirkung der einfallenden Elektronen mit den Elektronen der Target-Atome verursacht wird. Auch muss man die Möglichkeit berücksichtigen, dass die einfallenden Elektronen virtuelle Photonen emittieren und reabsorbieren.

Der Energieverlust durch die Strahlungseffekte ist kontinuierlich und kann dazu führen, dass das Elektron seine vollständige Energie verliert. Dies ist problematisch, weil die Berechnung der Ereignisse im Peak aus den experimentellen Daten durch Integration der Linienform bis zu einer oberen Grenze erfolgen. Alle Elektronen, die mehr Energie verloren haben, werden bei der Integration nicht berücksichtigt. Dies führt zu

einem Fehler in den extrahierten Peakflächen. Dieser kann durch Multiplikation mit einem Korrekturfaktor berücksichtigt werden.

$$a_i^{\text{Korr}} = C_{\text{rad}} a_i^{\text{exp}} \quad (3.7)$$

Hierbei ist C_{rad} zusammengesetzt aus der Bremsstrahlungs-, der Schwinger- und der Ionisationskorrektur. Die genauen Herleitungen können in [113] nachvollzogen werden.

3.6 Bestimmung der Formfaktoren des 2_1^+ Zustands von ^{12}C

Mit Gleichung (2.22) lässt sich folgender Zusammenhang herstellen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN}{d\Omega} \frac{1}{Q} \cdot \left(e \frac{M_{\text{Mol}}}{N_A} \frac{1}{\rho x} \right) \quad (3.8)$$

Zu erkennen ist, dass der letzte Faktor $eM_{\text{Mol}}/N_A \rho x$ ausschließlich von den Eigenschaften des verwendeten Targets abhängig ist. Bei einer relativen Messung ist es deswegen möglich, über die Normierung der Ereignisse auf die gesammelte Ladung, die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung zu vergleichen

$$\frac{\frac{d\sigma_{\text{inel}}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega}} = \frac{\frac{dN_{\text{inel}}}{d\Omega} \frac{1}{Q_{\text{inel}}}}{\frac{dN_{\text{el}}}{d\Omega} \frac{1}{Q_{\text{el}}}}. \quad (3.9)$$

Wie in Gleichung (2.18) gezeigt, kann der Wirkungsquerschnitt dargestellt werden als ein Produkt des Mott-Wirkungsquerschnitts und des Formfaktors. Da der Mott-Wirkungsquerschnitt nur von der Strahlenergie und dem Streuwinkel abhängt, ist dieser jeweils für die elastische, wie für die inelastische Streuung bei ansonsten gleichen Experimentparametern identisch. Man kann Gleichung (3.9) damit umformen zu:

$$\frac{|F(q)|_{\text{inel}}^2}{|F(q)|_{\text{el}}^2} = \frac{\frac{dN_{\text{inel}}}{d\Omega} \frac{1}{Q_{\text{inel}}}}{\frac{dN_{\text{el}}}{d\Omega} \frac{1}{Q_{\text{el}}}} \hat{=} \frac{a_{\text{inel}}^{\text{Korr}}}{a_{\text{el}}^{\text{Korr}}}, \quad (3.10)$$

wobei a_i^{Korr} die auf die Ladung normierten Ereignisse der elastischen bzw. der inelastischen Streuung beschreibt und $|F(q)|_i^2$ den Formfaktor der jeweiligen Streuung. Dies bietet den Vorteil, dass man nicht die absolute Effizienz des Detektorsystems, sowie der Ladungssammlung kennen muss, da diese für Messungen der elastischen Linie wie der inelastischen Linie gleich sind.

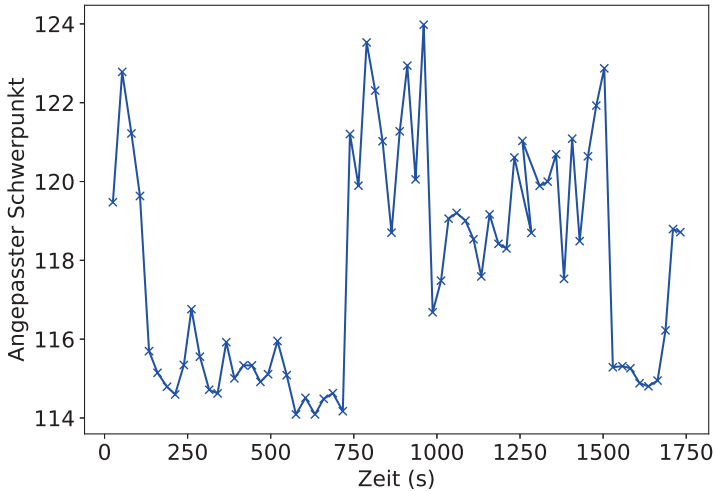


Abbildung 3.6.: Der mit Gleichung (3.4) angepasste Mittelwert des Peaks der elastischen Linie schwankt im Laufe der Messzeit um bis zu 10 Kanäle. Hierdurch ergeben sich erhebliche Unsicherheiten in der Bestimmung des Fläche-zu-Ladungs-Verhältnisses, da die Funktion die so entstehende Linienform nicht ausreichend gut beschreiben kann.

Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist, schwankt der Mittelwert der Ereignisse normiert auf die Ladung der elastischen Linie während einer Messung um bis zu 10 Kanäle. Hierdurch wird die Form der elastischen Linie soweit verzerrt, dass die in Gleichung (3.4) gezeigte Funktion diese nicht mehr ausreichend gut beschreiben kann. Es ergeben sich er-

hebliche Unsicherheiten in der Bestimmung der normierten Fläche. Aus diesem Grund wurden die aufgenommenen Spektren der elastischen Linien in Teilspektren mit 50 000 Ereignissen zerlegt. Wie Abbildung 3.6 zu entnehmen ist, treten die Schwankungen des Mittelwertes der elastischen Linie im Bereich von Sekunden auf. Aufgrund des weitaus geringeren Wirkungsquerschnitts der inelastischen Streuung des 2_1^+ Zustandes ist es nicht möglich die Messungen ebenfalls in diesen Zeitskalen aufzuteilen. Um allerdings Langzeitdrifts des Strahlfleckortes auf dem Target oder der Strahlenergie selbst herauszumitteln, wurden die Messungen des ersten angeregten Zustands regelmäßig unterbrochen und das Magnetfeld des Spektrometers so verstellt, dass die elastisch gestreuten Elektronen in der Fokalebene abgebildet werden. In Abbildung 3.7 ist die Anpassung von Gleichung (3.4) an ein solches Teilspektrum des Grundzustands von ^{12}C gezeigt. Die grau eingefärbte Fläche entspricht der Anzahl der Ereignisse im Bereich von $\mu - 2\sigma_1$ bis $\mu - 5\sigma_2$. Abbildung 3.8 zeigt dieselben Größen für ein Spektrum des 2_1^+ Zustands von ^{12}C . Wie in Abbildung 3.9 gezeigt, kann ein Unsicherheiten ge-

Tabelle 3.2.: Auf die Ladung normierte Ereignisse für die elastische Streuung wie für den 2_1^+ Zustand bei einer Elektronenenergie von 42,5 MeV und verschiedenen Streuwinkeln Θ .

| Θ (deg.) | A_{el} (Ereignisse/nC) | A_{inel} (Ereignisse/nC) |
|-----------------|---------------------------------|-----------------------------------|
| 93 | 13,214(4) | 0,01040(5) |
| 81 | 28,750(20) | 0,01420(20) |
| 69 | 4,1067(8) | 0,00117(5) |

wichteter Mittelwert aus den normierten Flächen der elastischen und inelastisch gestreuten Elektronen errechnet werden. Diese werden weiter verwendet um den inelastischen Formfaktor zu bestimmen.

Wie Gleichung (3.10) zeigt, ist zur Bestimmung des inelastischen Formfaktors der elastische Formfaktor nötig. Abbildung 3.11 zeigt frühere Elektronenstreudaten [114–117] des Formfaktors des Grundzustandes

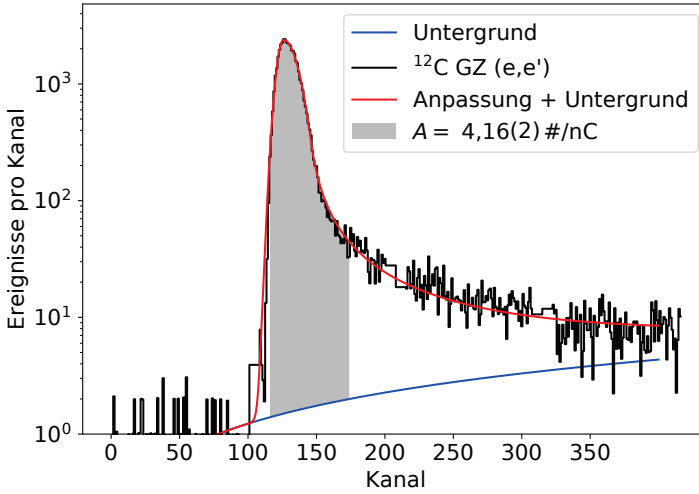


Abbildung 3.7.: Teilspektrum mit 50000 Ereignissen der elastischen Streuung von ^{12}C . In rot ist die Anpassung der Funktion (3.4) und in blau der angepasste Untergrund gezeigt. Die graue Fläche entspricht dem Integral in Gleichung (3.6). Das Verhältnis der Ereignisse im Peak zur gesamten Ladung beträgt $(4,16 \pm 0,02)$ Ereignisse/nC

von ^{12}C . In rot ist eine Anpassung an die Daten der folgenden Form dargestellt:

$$F(q_{\text{eff}}) = \left(\frac{1}{6} \exp(-0.5 \cdot (a \cdot q_{\text{eff}})^2) \cdot (b \cdot (a \cdot q_{\text{eff}})^2) \right) + 1, \quad (3.11)$$

mit q_{eff} dem Impulsübertrag und den Fitparametern a und b . Diese Funktion ist eine Abwandlung der in [27] vorgestellten modellunabhängigen Analysemöglichkeit von Formfaktoren. Hierdurch können die Formfaktoren der elastischen Streuung für die benötigten Impulsüberträge mit Unsicherheiten extrahiert werden. Die gestrichelten Linien deuten den Impulsübertrag q_{eff} der Lintott-Messungen an. Die gemessenen Formfaktoren des 2_1^+ Zustands von ^{12}C sind in Tabelle 3.3

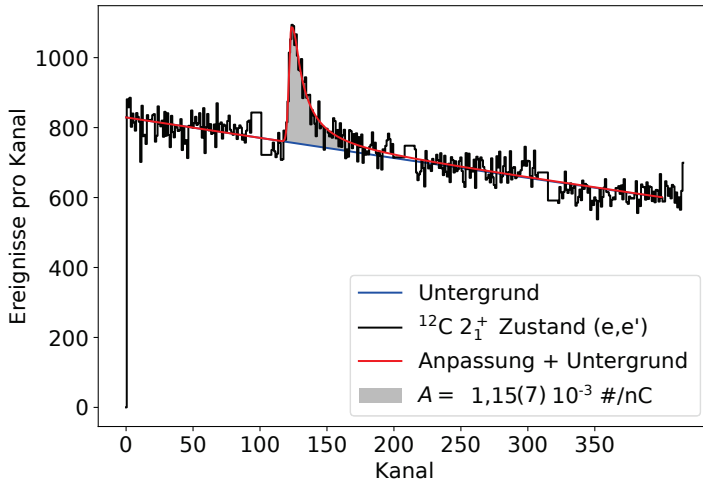
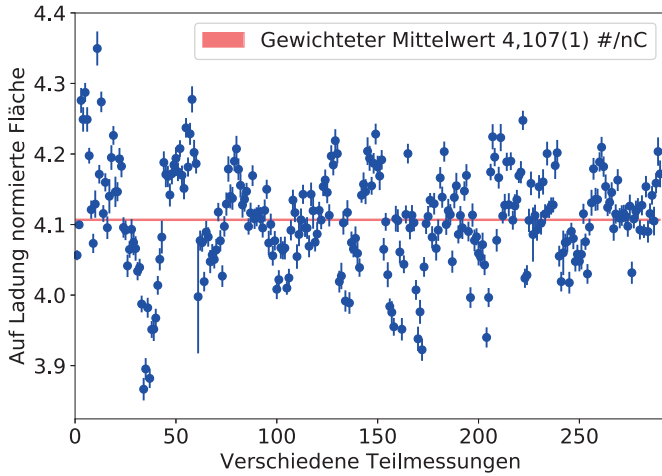
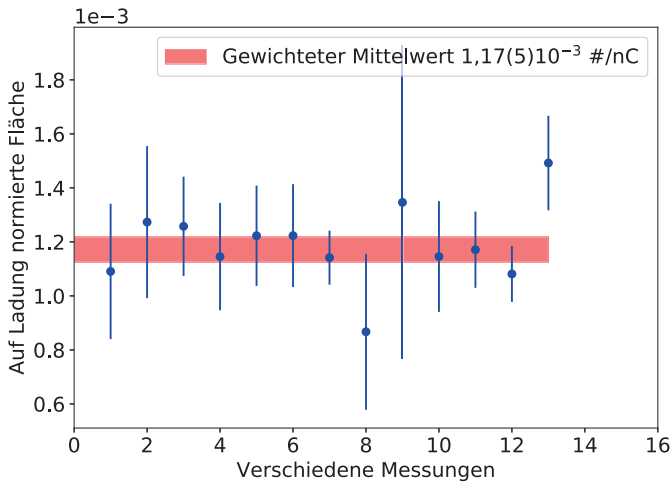


Abbildung 3.8.: Spektrum des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C . In rot ist die Anpassung der Funktion (3.4) und in blau der angepasste Untergrund gezeigt. Die graue Fläche entspricht der Gleichung (3.6). Das Verhältnis der Ereignisse im Peak zur gesammelten Ladung beträgt $(1,15 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ Ereignisse/nC

aufgeführt. In Abbildung 3.11 sind diese mit früheren Messungen aufgetragen.



(a)



(b)

Abbildung 3.9.: Auf Ladung normierte Ereignisse für (a) elastische Streuung, (b) 2_1^+ Zustand von ^{12}C . In rot ist der gewichtete Mittelwert eingetragen. Für die Werte unter anderen Streuwinkeln siehe Tabelle 3.2.

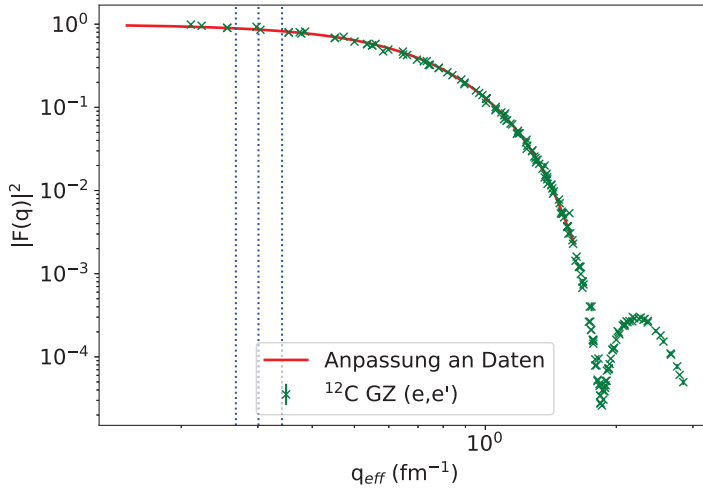


Abbildung 3.10.: Messungen des Formfaktors der elastischen Streuung an ^{12}C in (e,e') [114, 117–121] und die angepasste Funktion (3.11). Die Werte und Unsicherheiten der elastischen Formfaktoren für die Berechnung von Gleichung (3.10) wurden aus der angepassten Funktion entnommen. Die gepunkteten Linien zeigen die Impulsüberträge, bei denen in dieser Arbeit der Formfaktor des Grundzustandes von ^{12}C vermessen wurde.

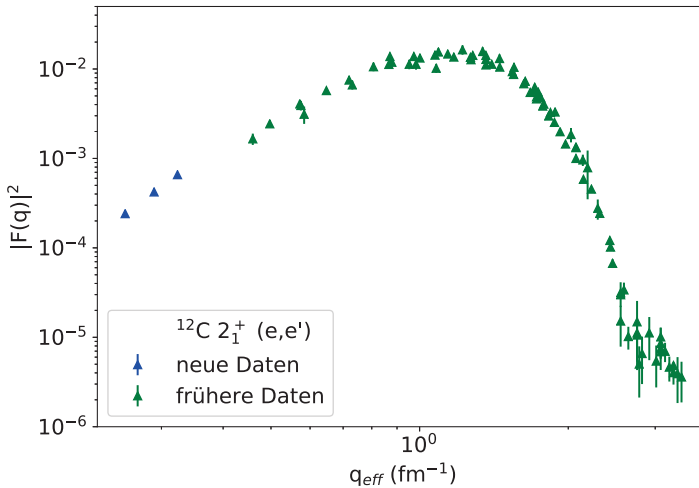


Abbildung 3.11.: Die in dieser Arbeit gemessenen Formfaktoren des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C im Vergleich mit früheren Messungen [114, 117–121].

Tabelle 3.3.: Aus der Anpassung (3.11) extrahierte Formfaktoren für die elastische Streuung bei einem q_{eff} mit einer Strahlenergie von 42,5 MeV und Streuwinkel Θ . Die Formfaktoren des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C $|F(q_{\text{eff}})|^2$, gemessen in (e,e') und berechnet aus (3.9) mit einer Einschussenergie von 42,5 MeV und dem Streuwinkel Θ .

| Θ (deg) | $q_{\text{eff}}^{\text{el}}$ (fm $^{-1}$) | $ F(q_{\text{eff}}) _{\text{el}}^2$ | $q_{\text{eff}}^{\text{inel}}$ (fm $^{-1}$) | $ F(q_{\text{eff}}) _{\text{inel}}^2 10^{-4}$ |
|----------------|--|-------------------------------------|--|---|
| 93 | 0,341 | 0,805(11) | 0,322 | 6,34(9) |
| 81 | 0,305 | 0,845(9) | 0,290 | 4,18(7) |
| 69 | 0,267 | 0,877(7) | 0,252 | 2,50(11) |

3.7 Bestimmung des Formfaktors am Photonenpunkt und der B(E2) Stärke

Wie in [71] und [122] beschrieben, ist es möglich aus dem Übergangsformfaktor der inelastischen Streuung beim Impulsübertrag des Photonenpunkts die Übergangsstärke zu bestimmen. Der Wechselwirkungsquerschnitt ist gegeben über

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e\lambda} = \alpha^2 a_\lambda q^{2\lambda} k_0^{-2} [\lambda(\lambda+1)^{-1} \frac{q^2}{k^2} B(E\lambda, q, I_0 \rightarrow I_x) V_L(\Theta) + B(E\lambda, q, I_0 \rightarrow I_x) V_T(\Theta)] R^{-1}$$

mit (3.12)

$$a_\lambda = 4\pi\lambda^{-1}(\lambda+1)[(2\lambda+1)!!]^{-2}$$

$$k_0 = E_0/(\hbar c)$$

$$k = E_x/(\hbar c)$$

$$R = 1 + \hbar c(k_0/(Mc^2))(1 - \cos\Theta),$$

mit λ der Multipolarität des Übergangs, α der Feinstrukturkonstante, E_0 der Energie des einfallenden Elektrons, E_x der Anregungsenergie des zu untersuchenden Zustands, Θ dem Streuwinkel, M der Masse des Kerns und q dem Impulsübertrag am Photonenpunkt.

$$V_L(\Theta) = 0.5 \cdot (1 + \cos(\Theta))/(y - \cos(\Theta)) \quad (3.13)$$

$$V_T(\Theta) = 0.24 \cdot (2y + 1 - \cos(\Theta))/(y - \cos(\Theta))(1 - \cos(\Theta)) \quad (3.14)$$

mit $y = 1 + E_x^2/(2E_0(E_0 - E_x))$ sind kinetische Korrekturfaktoren. Da Elektronen über virtuelle Photonen mit dem Atomkern wechselwirken, ist es schwierig, die über Elektronenstreuung gewonnenen Daten mit Streudaten von realen Photonen zu vergleichen. Der Impulsübertrag bei realen Photonen beträgt in jeden Fall $q = E_x/\hbar c$, mit E_x der Anregungsenergie des untersuchten Zustandes. Um eine (e,e')-Messung am Photonenpunkt $q = 0,022 \text{ fm}^{-1}$ durchzuführen, müsste man mit einer extrem niedrigen Energie von beispielsweise 20 MeV und einem extremen Vorwärtswinkel von 10° das Experiment durchführen. Hierdurch

würde der Untergrund sehr stark ansteigen und die Auflösung, aufgrund der Mehrfachstreuung im Target, verschlechtert. Mit diesen Bedingungen können die Genauigkeit, welche in diesem Experiment gewünscht sind, nicht erreicht werden. Ein Vergleich der Daten ist über die Extrapolation der Elektronenstreudaten zum Photonenpunkt $q_{\text{eff}} = E_x/\hbar c$ möglich. Aus diesem Grund wird eine Extrapolation der $|F(q_{\text{eff}})|_{\text{inel}}^2$ Daten über den modellunabhängigen Ansatz aus [27] vorgenommen.

$$F_{\text{tr}}(q_{\text{eff}}) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{1}{2}q_{\text{eff}}^2(b)^2} \sum_{n=1}^{n_{\text{max}}} c_n (q_{\text{eff}}^2)^n b^{2n}, \quad (3.15)$$

mit Z der Kernladung, q_{eff} dem Impulsübertrag und b, c_n freien Parametern, angepasst. Die Funktion beinhaltet als Randbedingung, dass $F_{\text{tr}}(q_{\text{eff}} = 0) = 0$ ist. Weiterhin, dass die Besselfunktion $j_2(qR)$, welche mit dem Formfaktor über $F_{\text{tr}}(q_{\text{eff}}) = 4\pi/Z \int_0^\infty \rho_{\text{tr}}(r) j_2(q_{\text{eff}}r) r^2 dr$ verknüpft ist, nur gerade Exponenten hat. Beide Gleichungen, (3.12) und (3.15), sind allerdings nur in der PWBA gültig. Dementsprechend müssen die experimentell bestimmten Formfaktoren dahingehend korrigiert werden (siehe Abbildung 3.12).

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{PWBA}} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} / f_c(q, E_0, E_x) \\ \text{mit} & \\ f_c(q, E_0, E_x) &= \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{PWBA}} \right]. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Im Vergleich von Abbildung 3.11 mit Abbildung 3.13 ist zu erkennen, dass die Formfaktoren bei hohen Impulsüberträgen nicht mit in Betracht gezogen wurden. Dies liegt zum einen daran, dass in der vorliegenden Arbeit die Extrapolation des Formfaktors zum Photonenpunkt benötigt wird und somit die Werte bei hohen Impulsüberträgen nur von nachgeordnetem Interesse sind. Zum anderen sind die Formfaktoren bei hohen Impulsüberträgen mit Elektronenenergien von über 400 MeV gemessen

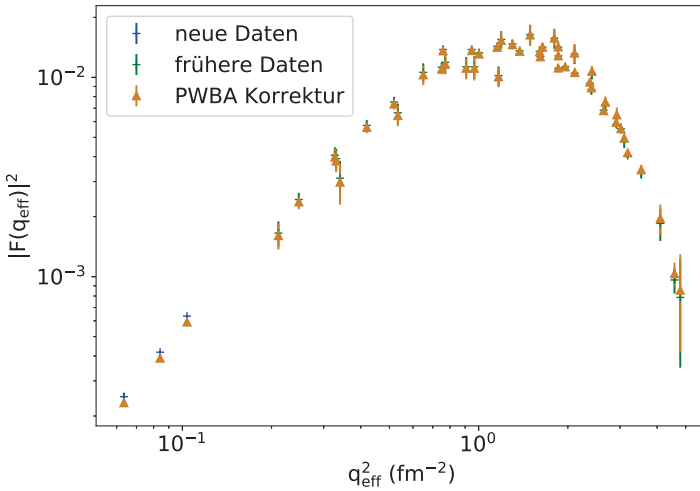


Abbildung 3.12.: Vergleich der gemessenen und der PWBA korrigierte Formfaktoren des 2_1^+ Zustands von ^{12}C . Die theoretischen Daten wurden von V.Yu. Ponomarev (persönliche Korrespondenz, 21.08.2019, TU Darmstadt) bereitgestellt. Im Vergleich zu Abbildung 3.11 ist zu erkennen, dass die Formfaktoren bei hohen Impulsüberträgen nicht berücksichtigt werden (näheres dazu siehe Text).

worden. Bei solch hohen Einschussenergien kommen andere Korrekturfaktoren zum Tragen, welche mit der genutzten Methode zu Berechnung der DWBA und PWBA Formfaktoren nicht berücksichtigt werden können. Aus diesem Grund wurde die Summe der Funktion in Gleichung (3.15) nur bis $n_{\max} = 4$ entwickelt, um die Daten anzupassen. Eine ausführlichere Erläuterung hierzu folgt in Abschnitt 3.8.

Weiterhin ist an Abbildung 3.13 gut zu sehen, dass Messungen bei niedrigen Formfaktoren ausschlaggebend sind für die Extrapolation der Daten zum Photonenpunkt. Die extrapolierte Funktion entspricht in kleinen q_{eff}^2 Bereichen einer Geraden (siehe Gleichung (3.23)). Die neu gemes-

senen Werte sind die Ersten, die bei einem so geringen Impulsübertrag gemessen wurde, dass sie diese Gerade gut beschreiben.

Aus der Extrapolation mit einem Entwicklungsparameter $n_{\max} = 4$ (siehe dazu Abschnitt 3.8) ergeben sich für den Formfaktor am Photonenpunkt und die B(E2)-Stärke:

$$|F(q_{\text{Photonenpunkt}})_{\text{tr}}|^2 = (1,515 \pm 0,040) \cdot 10^{-8}$$

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (7,63 \pm 0,19) e^2 \text{fm}^4$$

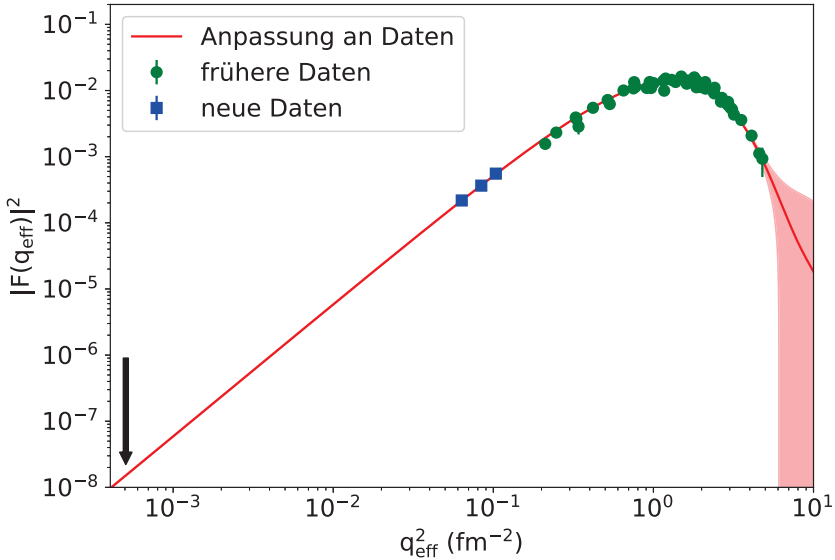


Abbildung 3.13.: In rot ist die Anpassung der Funktion (3.15) an die PWBA korrigierten Formfaktoren mit einem $n_{\max} = 4$ sowie das 1σ -Unsicherheitenband gezeigt. Der Pfeil deutet den Photonenpunkt bei $q_{\text{eff}}^2 = (0,022 \text{ fm}^{-1})^2$ an.

3.8 Unsicherheitenbetrachtung

Da in der vorliegenden Arbeit verschiedene Modelle zur Unsicherheitenberechnung benutzt wurden, werden diese im folgenden näher erläutert. Die Parameter der Anpassungsfunktion der Peaks im Elektronenspektrum, Gleichung (3.4), sind stark korreliert. Aus diesem Grund hängt beispielsweise die Breite der zweiten Normalverteilung direkt vom Beginn der Hyperbelfunktion η und von σ_2 ab und somit ebenfalls die Fläche der rechten Normalverteilung C_2 . Hierdurch ist es nicht möglich ausschließlich die Standardabweichungen der einzelnen Werte, welche über die Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix der Anpassungsfunktion gegeben sind, heranzuziehen [123]. Vielmehr müssen eventuelle Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern beachtet werden. Dies wurde mit einem Monte-Carlo-Ansatz zur Bestimmung der Unsicherheiten der Flächen unter den Peaks, welche wie in Gleichung (3.6) berechnet wurde, umgesetzt.

Statistisch gesehen haben die Einträge eines Bins in einem Histogramm eine Unsicherheit von \sqrt{N} mit N der Anzahl der Ereignisse in einem Bin. Für jeden Durchlauf der Monte-Carlo-Simulation wurde dementsprechend jeder Bin im Spektrum zufällig im Bereich $N \pm \sqrt{N}$ variiert. Danach wurde die Anpassung des Spektrums mit der Gleichung (3.4) vorgenommen und die Funktion wie in Gleichung (3.6) beschrieben integriert. Dieser Vorgang wurde für ein Spektrum 5000 mal wiederholt. Hierdurch ergibt sich eine Verteilung der berechneten Flächen für Abbildung 3.7, die in Abbildung 3.14 dargestellt ist. An diese Daten wird eine Normalverteilung angepasst, sodass man über den Mittelwert die Fläche und über die Standardabweichung die Unsicherheit für die Fläche erhält. Diese Simulation wurde auf jedes der untersuchten Spektren angewendet. Für die während der Messung gesammelte Ladung kann ebenfalls eine Unsicherheit bestimmt werden. Es wurden mehrmals Daten der Ladungssammlung außerhalb der eigentlichen (e,e')-Messungen aufgenommen. In Abbildung 3.15 ist die gemessene Ladung über der Zeit aufgetragen. Wenn kein Elektronenstrahl auf den Faraday-Cup trifft, sollte keine Ladung gemessen werden können. Das Gegenteil

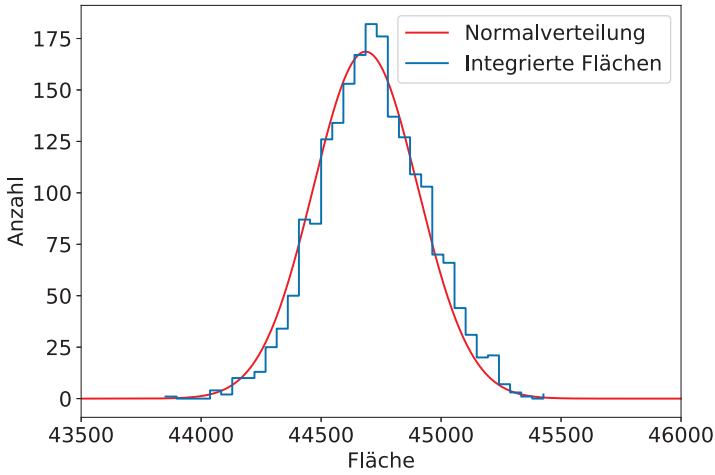


Abbildung 3.14.: Über eine Monte-Carlo-Methode bestimmte Fläche unter dem Peak für Gleichung 3.7. In rot ist eine angepasste Normalverteilung zu sehen.

ist der Fall. Für jede der „Dunkelstrom“-Messungen wurde ein Mittelwert errechnet. Aus den Mittelwerten kann man den Offset pro Zeit festsetzen, den die Elektronik dauerhaft ausgibt. Dieser liegt bei $\Delta Q = (4,19 \pm 0,04) \text{ nCs}^{-1}$. Für die Normierung der Ereignisse auf die während der Messdauer t gesammelten Ladung Q bedeutet dies die folgende Unsicherheit:

$$A = \frac{\text{Ereignisse}}{Q} \quad (3.17)$$

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{1}{Q} \Delta \text{Ereignisse}\right)^2 + \left(\frac{\text{Ereignisse}}{(Q)^2} \Delta Q \cdot t\right)^2} \quad (3.18)$$

Die so erhaltenen normierten Flächen sind in Abbildung 3.9a und Abbildung 3.9b beispielhaft für die Messung unter 69° gezeigt.

Für das Berechnen des inelastischen Formfaktors wird ein Mittelwert

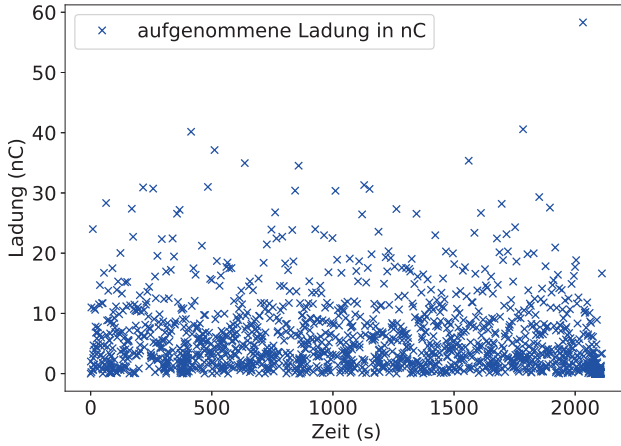


Abbildung 3.15.: Beispielhafte Aufnahme der Ladungsmessung am Faradaycup des Lintott Spektrometers ohne Elektronenstrahl.

der Daten gebildet. Um den Unsicherheiten der einzelnen Punkte Rechnung zu tragen, ist ein gewichteter Mittelwert verwendet worden

$$\bar{x} \pm \Delta\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n w_i}, \quad (3.19)$$

mit x_i den Absolutwerten und $w_i = 1/(\Delta x_i)^2$ den Unsicherheiten der einzelnen Werte [124]. Eine andere Möglichkeit, welches dasselbe Ergebnis liefert ist eine Anpassung der Daten an eine Gerade $y(x) = a$, unter Einbeziehung der Unsicherheiten der Einzelpunkte.

Für die Unsicherheit bei der Bestimmung des Formfaktors in der elastischen Streuung, gezeigt in Abbildung 3.10, sowie bei der Extrapolation zum Photonenpunkt, wie in Abbildung 3.13 beschrieben, wurde

die „Methode zur Bestimmung der Unsicherheiten bei Modellvorhersagen“ verwendet, welche in [125] aufgeführt ist. Zur Einfachheit ist die Vorgehensweise für eine Funktion mit drei Parametern a_1, a_2, a_3 dargestellt. Eine Kovarianzmatrix der Datenanpassung an eine Funktion hat folgende Form

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

die Wurzel der Diagonaleinträge σ_{ii} entspricht der Standardabweichung der Anpassungsparameter. Die Matrix ist symmetrisch aufgebaut ($\sigma_{ab} = \sigma_{ba}$), dadurch ergibt sich die Unsicherheit der Modellvorhersage an einem beliebigen Punkt zu

$$\sigma_{\text{Modell}}^2 = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \frac{df}{da_j} \frac{df}{da_k} \sigma_{jk}, \quad (3.21)$$

mit df/da_j den Ableitungen der angepassten Funktion nach dem Funktionsparameter.

In Abbildung 3.16 sind die aus dem Formfaktor berechneten Werte der B(E2)-Stärke gegen den Entwicklungsparameter der Anpassungsfunktion (3.15) n_{max} aufgetragen. Um n_{max} der Anpassungsfunktion (3.15) zu bestimmen ist es sinnvoll die Entwicklung der berechneten B(E2) Stärken zu betrachten. Bei Entwicklungsparametern $n_{\text{max}} = 1$ bis $n_{\text{max}} = 5$ zeigt sich eine Konvergenz zum absoluten Wert bei $B(E2) = 7,63 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$, insofern die in dieser Arbeit gemessenen Formfaktoren des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C berücksichtigt werden. Die Unsicherheiten wachsen langsam bis zu $n_{\text{max}} = 4$, danach wachsen sie inflationär. Der Grund dafür ist, dass bei Entwicklungen mit hohen Polynomstufen Datenpunkte bei hohen Impulsüberträgen immer wichtiger für eine Anpassung an die Daten werden. In Abbildung 3.17 ist die Anpassungsfunktion und die Unsicherheitsbänder für einen Entwicklungsparameter $n_{\text{max}} = 5$ gezeigt. Vergleicht man diese Unsicherheitsbänder ab einem $q_{\text{eff}}^2 > 4 \text{ fm}^{-2}$

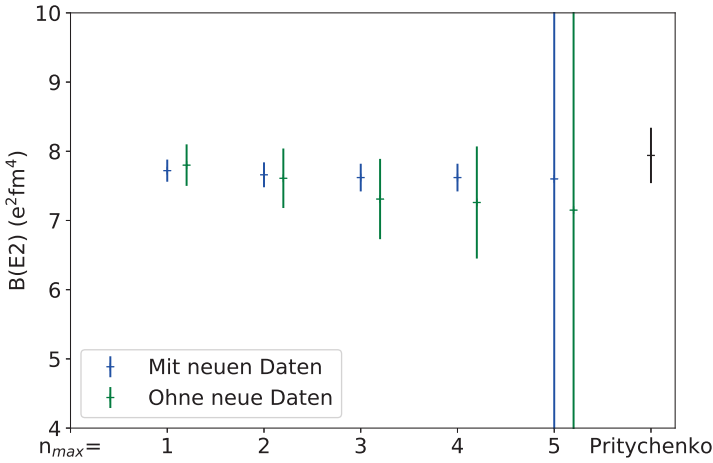


Abbildung 3.16.: Für verschiedene n_{\max} der Gleichung (3.15) berechneten $B(E2)$ -Stärken. In blau sind die Werte für eine Anpassung an die Formfaktoren inklusive der neu gemessenen Daten, in grün exklusive der neuen Daten und in schwarz ist der momentane Literaturwert [54] gezeigt. Eine genauere Erläuterung findet sich im Text.

mit den Unsicherheitsbändern in Abbildung 3.13 im gleichen q_{eff}^2 Bereich, kann man dieses Verhalten gut erkennen. Für eine konservative Abschätzung der Unsicherheit wurde der maximale Entwicklungsparameter gewählt, bei dem das Verhalten bei hohen Impulsüberträge noch nicht beobachtet wird, $n_{\max} = 4$.

Wie in Abbildung 3.16 zu erkennen ist, konvergieren die Absolutwerte der berechneten $B(E2)$ Stärken nicht, wenn man die in dieser Arbeit gemessenen Daten nicht mit einbezieht. Dies kann man sich anhand der Abbildungen 3.13 und 3.17 leicht erklären. Die Funktion zur Anpassung der Daten ist definiert über

$$F_{\text{tr}}(q_{\text{eff}}) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{1}{2} q_{\text{eff}}^2 (b)^2} \sum_{n=1}^{n_{\max}} c_n q_{\text{eff}}^{2n} b^{2n}. \quad (3.22)$$

Nimmt man als Laufparameter der Funktion aus Gleichung (3.15) mit einem $n_{\max} = 4$ q_{eff}^2 an, kann man die Funktion in die folgende Darstellung überführen

$$F_{\text{tr}}(q) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{1}{2}(bq)^2} [(c_1 \cdot Q_{\text{eff}} b^2) + (c_2 \cdot Q_{\text{eff}}^2 b^4) + (c_3 \cdot Q_{\text{eff}}^3 b^6) + (c_4 \cdot Q_{\text{eff}}^4 b^8)], \quad (3.23)$$

mit $Q_{\text{eff}} = q_{\text{eff}}^2$. Im Grenzfalle $Q_{\text{eff}} \rightarrow 0$ kann vereinfacht sich dies zu

$$F_{\text{tr}}(q) = \frac{1}{Z} [(c_1 \cdot Q_{\text{eff}} b^2) + \mathcal{O}(Q_{\text{eff}})^{n>1}], \quad (3.24)$$

da die Exponentialfunktion gegen 1 geht und Polynome höherer Ordnung gegen 0. Man sieht, dass nun die führende Ordnung ein Polynom erster Ordnung ist. Wie Abbildungen 3.13 und 3.17 zeigen, sind die neu gemessenen Daten die Ersten, welche bei einem so niedrigen Impulsübertrag gemessen wurden, dass sie den linearen Teil der Funktion ausreichend gut beschreiben. Hierdurch ergeben sich in der Extrapolation weitaus geringere Unsicherheiten als bei einer Verwendung von ausschließlich Daten höherer Impulsüberträge, bei denen die Polynome höherer Ordnung stärker gewichtet werden müssen.

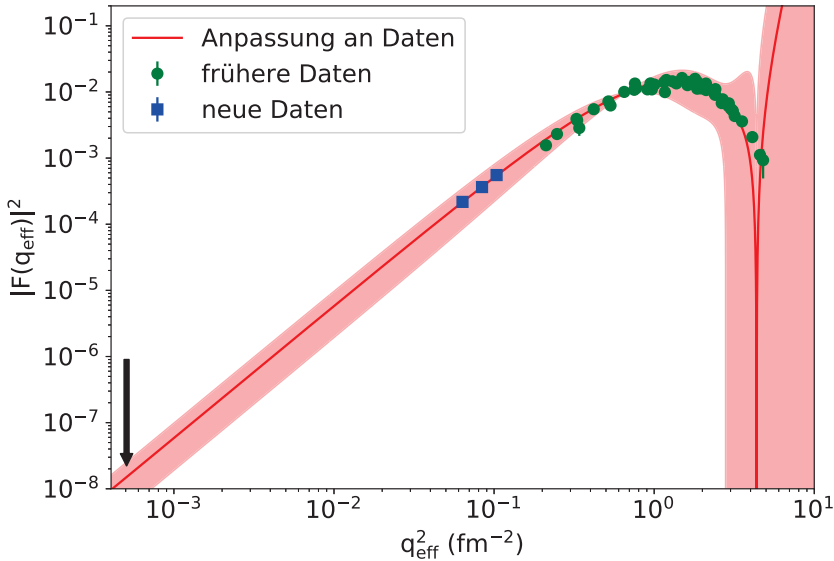


Abbildung 3.17.: Anpassung an die Formfaktordaten inklusive der Daten der Lintott Messung mit dem Entwicklungsparameter $n_{\text{max}} = 5$. In rot ist die Anpassung an die Daten und die 1σ -Unsicherheitsbänder dargestellt. Die Pfeil deutet den Impulsübertrag am Photonenpunkt $q_{\text{eff}}^2 = (0,022 \text{ fm}^{-1})^2$ an. Da bei steigendem Entwicklungsparameter n_{max} die Anpassung an die Daten von hohen Impulsüberträgen stärker beeinflusst wird, ist das gesamte Modell ungenauer.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{GS}^+)$ -Stärke von ^{12}C über relative (e, e') -Messungen des Wechselwirkungsquerschnittes des Grundzustandes und des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C bestimmt. Der Wert konnte auf $(7,63 \pm 0,19) \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ bestimmt werden. Der momentan in [54] geführte Wert ist $(7,94 \pm 0,40) \text{ e}^2 \text{ fm}^4$. Dies stellt eine Verbesserung der Unsicherheit von 5,5 % auf 2,5 % dar. Hierfür wurden (e, e') -Experimente am Lintott-Spektrometer am S-DALINAC durchgeführt. Die genutzte Strahlenergie lag bei 42,5 MeV, die gemessenen Streuwinkel waren 69° , 81° , 93° . Durch diese Parameter konnten der Formfaktor des 2_1^+ -Zustandes von ^{12}C erstmals bei extrem niedrigen effektiven Impulsüberträgen q_{eff} von $0,25 \text{ fm}^{-1}$ bis $0,32 \text{ fm}^{-1}$ bestimmt werden. Durch eine Extrapolation der Daten zum Photonenpunkt $q_{\text{eff}} = E_x / \hbar c = 0,022 \text{ fm}^{-1}$ über einen modellunabhängigen Ansatz konnte der Formfaktor an dieser Stelle auf $|F(q_{\text{Photonenpunkt}})|^2 = (1,515 \pm 0,040) \cdot 10^{-8}$ bestimmt werden, dies ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Hieraus konnte schließlich die $B(E2)$ -Übergangsstärke berechnet werden.

Durch die neu erlangte Präzision in der $B(E2)$ -Übergangsstärke ist es selbst mit einer groben Abschätzung, wie sie in Abschnitt A.1 gezeigt ist, möglich die Unsicherheit im Quadrupolmoment von $Q(2_1^+) = 5,67 \text{ efm}^2 \pm 96\%$ auf $Q(2_1^+) = 8,87 \text{ efm}^2 \pm 23\%$ zu reduzieren. Eine weiterführende Analyse des Quadrupolmoments aus Daten eines Coulex-Experiments unter Zuhilfenahme des neuen $B(E2)$ -Werts ist momentan in Arbeit (persönliche Korrespondenz Juan Saiz Lomas, 06.03.2020, University of York).

4.1 Weitere experimentelle Schritte

Als weitere Schritte sollte zum einen eine zusätzliche Messung bei einem q_{eff} Wert stattfinden, sodass diese mit früheren Messungen über-

lappt. So kann sichergestellt werden, dass das hier vorgestellte Auswerteverfahren die alten Werte des Formfaktors reproduziert. Diese Messung kann ebenfalls am Lintott-Spektrometer durchgeführt werden. Beispielsweise kann man eine Strahlenergie von 69 MeV und einen Streuwinkel von 93° nutzen und somit eine Messung bei $q_{\text{eff}} = 0,518 \text{ fm}^{-1}$ durchführen. Weiterhin ist es interessant, Messungen bei niedrigerem q_{eff} durchzuführen, um zu sehen welchen Einfluss diese Formfaktoren auf die Unsicherheiten sowie den Absolutwert der B(E2)-Stärke haben. Hierbei sollte darauf geachtet werden, nicht unter den niedrigsten q_{eff} Wert zu fallen, für welchen Formfaktordaten aus elastischen (e,e')-Experimenten existieren, dieser liegt bei $q_{\text{eff}} = 0,210 \text{ fm}^{-1}$. Ansonsten könnte dies zu erhöhten Extrapolationsunsicherheiten führen. Auch diese Messung kann am S-DALINAC durchgeführt werden.

Teil II.

**Neuplanung des
Vielfraht-Driftkammer
Detektors am
QCLAM-Spektrometer**



5 Motivation

MWDCs haben einen relativ einfachen Aufbau, welcher an mehrere nebeneinander angebrachte Geiger-Zählrohre erinnert, wobei sie zwischen einer gemeinsamen Kathode liegen. Ein Schema ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Hierdurch ist es möglich mit geringem Materialaufwand große Detektoren zu bauen, wie sie für Experimente in der Hochenergie-Physik benötigt werden [126–128]. Auch für kleinere Experimentaufbauten, bei denen es nötig ist eine Rekonstruktion des Flugweges der ionisierenden Teilchen durchzuführen, sind MWDCs die bevorzugte Wahl.

Für eine dreidimensionale Rekonstruktion von Teilchentrajektorien werden Signale aus mehreren Detektorebenen zusammengeführt. Der verursachte Energieverlust und die damit einhergehende Aufstreuung der Teilchen im Material des Detektors resultieren in Ungenauigkeiten in der Rekonstruktion. Dies ist insbesondere bei leichten Teilchen wie Elektronen nur über Gasdetektoren mit geringer Massenbelegung zu unterdrücken. Aus den vorher erörterten Gründen wurde beim Bau des QCLAM-Spektrometers [85] am S-DALINAC (siehe Abschnitt 3.1) ein Detektorsystem aus Vieldraht-Driftkammern entwickelt [86]. In den letzten Jahrzehnten wurden die Detektoren mehrfach überarbeitet [87, 89], sind aber vom ursprünglichen Aufbau nicht abgewichen. Nach einer längeren Experimentierpause am QCLAM-Spektrometer wurde das Datenaufnahmesystem grundlegend überarbeitet [90] und das Detektorsystem reaktiviert [129].

Wie sich herausstellte, ist es mit dem alten Detektorsystem nicht möglich Reingasbedingungen für das Driftgasgemisch herzustellen. Eine Effizienzmessung des Detektorsystems ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Mit einer solchen Effizienzkurve ist es nicht möglich, Messungen durchzuführen, die darauf abzielen, schwach angeregte Zustände zu vermessen, wie beispielsweise der $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ Übergang in ^4He [130]. Da nicht nur die relative Effizienz der einzelnen Kanäle untereinander stark schwankt,

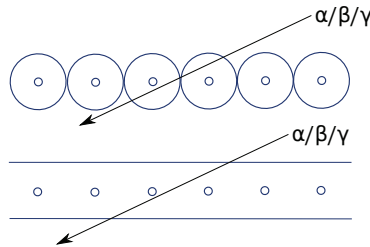


Abbildung 5.1.: MWDCs haben einen relativ einfachen Aufbau (unten), welcher an mehrere nebeneinander angebrachte Geiger-Zählrohre erinnert (oben), wobei sie zwischen einer gemeinsamen Kathode liegen. Durch ionisierende Strahlung werden Signale an den Drähten ausgelöst.

sondern auch die Rekonstruktionseffizienz bei wenigen 10 % liegt, sind (e,e'x)-Experimente, welche meist einen kleinen Wirkungsquerschnitt in der x-Komponente aufweisen, kaum durchzuführen [96]. Ebenfalls wurde festgestellt, dass die Einzeldrahtansprehwahrscheinlichkeit (siehe Abschnitt 8.1.2) wie auch die absolute Effizienz abhängig von der Zählrate nicht konstant sind.

Aufgrund von Problemen im Strahlbetrieb der MWDCs der zweiten Generation [87] wurden diese 2018 im Detektorlabor der GSI repariert (siehe Abschnitt A.2). Hierbei sind die Hochspannungsfolien, die Hochspannungsversorgung sowie die Dichtringe erneuert worden. Während der Reparatur hat sich gezeigt, dass die Drähte Alterungserscheinungen aufweisen. In Abbildung 5.3 sind Mikroskopaufnahmen eines Drahts der U-Ebene des aktuellen Detektorsystems gezeigt. Die obere Abbildung ist bei seitlicher Beleuchtung, die untere bei Beleuchtung von oben aufgenommen. Man kann erkennen, dass die Goldbeschichtung der Drähte an mehreren Stellen beschädigt ist. Auch ist ersichtlich, dass sich an mehreren Stellen Ablagerungen an den Drähten gebildet haben. Diese Beschädigungen und Ablagerungen sind irreversibel. Wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben, können solche Alterungserscheinungen dazu führen, dass die Kammer nicht mehr betrieben werden kann. In

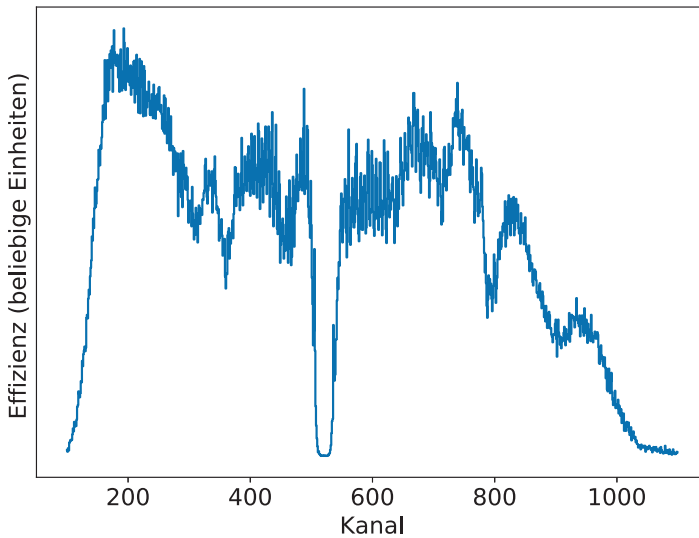


Abbildung 5.2.: Relative Effizienzkurve des aktuellen QCLAM-Detektorsystems. Die Effizienzmessung wurde mit einem Bleitarget bei einer Anregungsenergie von ca. 25 MeV durchgeführt. Bei einer solchen Anregungsenergie sollte sich ein „weißes Rauschen“ ergeben (vergleiche [110]). Die gemessene Effizienz entspricht in keiner Weise einem „weißen Rauschen“. Der Einbruch um Kanal 550 ist damit zu erklären, dass hier ein Kabel defekt war, die restlichen Abweichungen sind detektorbedingt.

den letzten Jahren hat ein großes Upgrade am S-DALINAC stattgefunden, bei dem eine dritte Rezirkulationsstrahlführung in den bestehenden Beschleuniger eingebaut wurde. Diese verfügt über ein System zur Variation der Weglänge der Elektronen, wodurch es möglich ist, den Beschleuniger als Energy-Recovery-LINAC zu betreiben [131]. Ebenfalls wurde ein Scrapersystem in die Strahlführung eingefügt, wodurch relative Energieauflösungen des Elektronenstrahls von $(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$

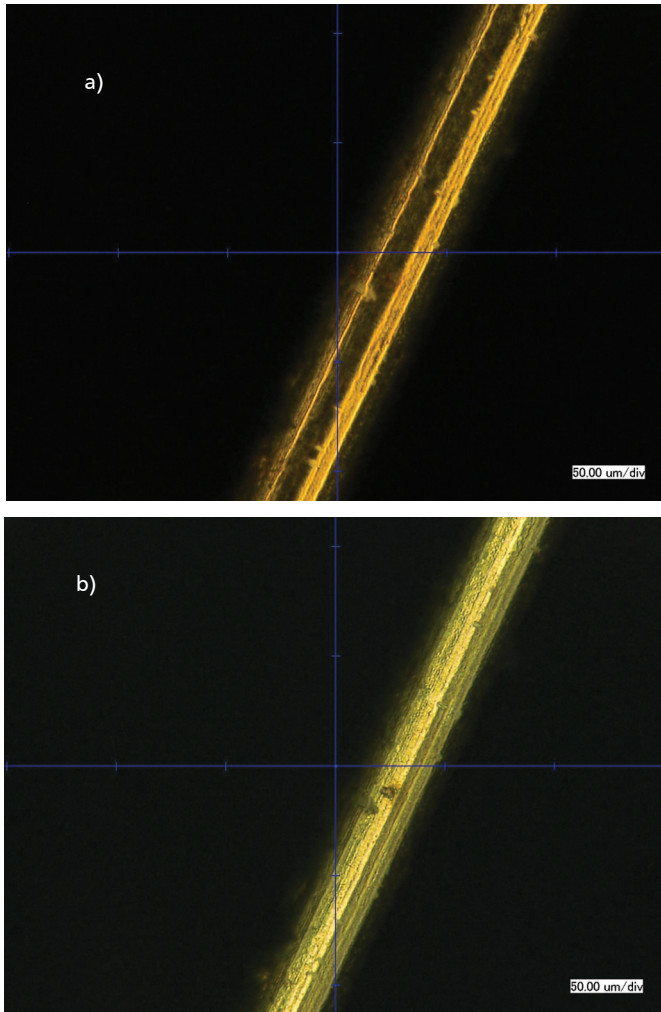


Abbildung 5.3.: Mikroskopaufnahmen eines Drahts der U-Ebene des aktuellen Detektorsystems. Abbildung a) ist bei seitlicher Beleuchtung, Abbildung b) bei Beleuchtung von oben aufgenommen. Man kann erkennen, dass die Goldbeschichtung der Drähte an mehreren Stellen beschädigt ist. Auch kann man erahnen, dass sich an mehreren Stellen Ablagerungen an den Drähten gebildet haben.

erreicht werden können [82]. Solch kleine Energieauflösungen konnten bisher mit dem bestehenden Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers nicht erreicht werden. Die Alterungserscheinungen, die Anpassung der intrinsischen Auflösung an die des Strahls und die gewünschte Erhöhung der Effizienz führten zur Entscheidung, dass eine Neuplanung des Detektors durchgeführt wird. Hierbei wurde der Schwerpunkt des neuen Aufbaus auf eine erhöhte Effizienz und Energieauflösung, sowie auf eine verbesserte Problemanalyse und Wartungsmöglichkeit gelegt.



6 QCLAM-Spektrometer

Zu Beginn der 1990er Jahre ist der S-DALINAC (Abschnitt 3.1) am Institut für Kernphysik in Darmstadt gebaut worden. In diesem Zuge wurde das QCLAM-Spektrometer als neuer Messplatz, welcher explizit auf $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente ausgelegt ist, entwickelt [85]. Eine der Hauptanforderungen für einen Messplatz für $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente ist ein großer Raumwinkel des Spektrometers und somit eine hohe Zählrate, da die Wechselwirkungsquerschnitte für solche Experimente oftmals im Bereich von einigen Nanobarn liegen. Das QCLAM-Spektrometer hat einen um einen Faktor 6 größeren Raumwinkel, als das Lintott-Spektrometer (siehe Abschnitt 3.2), die Impulsakzeptanz ist um einen Faktor 5 höher. Andere Spektrometer-Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Wie in Abbildung 6.2 gezeigt, besteht das Detektorsystem aus drei Vieldraht-Driftkammern zum Nachweis von Elektronen. Diese sind in eine Doppelkammer mit der X1- und U-Ebene, sowie eine Kammer mit der X2-Ebene aufgeteilt. Ein Szintillator dient als Triggerdetektor und ein Tscherenkowdetektor als zusätzliche Untergrundunterdrückung. Das QCLAM-Spektrometer besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten und einem vertikal stehenden Dipolmagneten (siehe Abbildung 6.1). Durch die Refokussierung der am Target gestreuten Elektronen im Quadrupolmagnet ist es möglich, den großen Raumwinkel, bei einem geringen Polschuhabstand des Dipolmagneten, zu erreichen. Wie Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, besitzt das Lintott-Spektrometer eine bessere Energieauflösung als das QCLAM-Spektrometer. In allen anderen Punkten sind die Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers für Experimente zu bevorzugen.

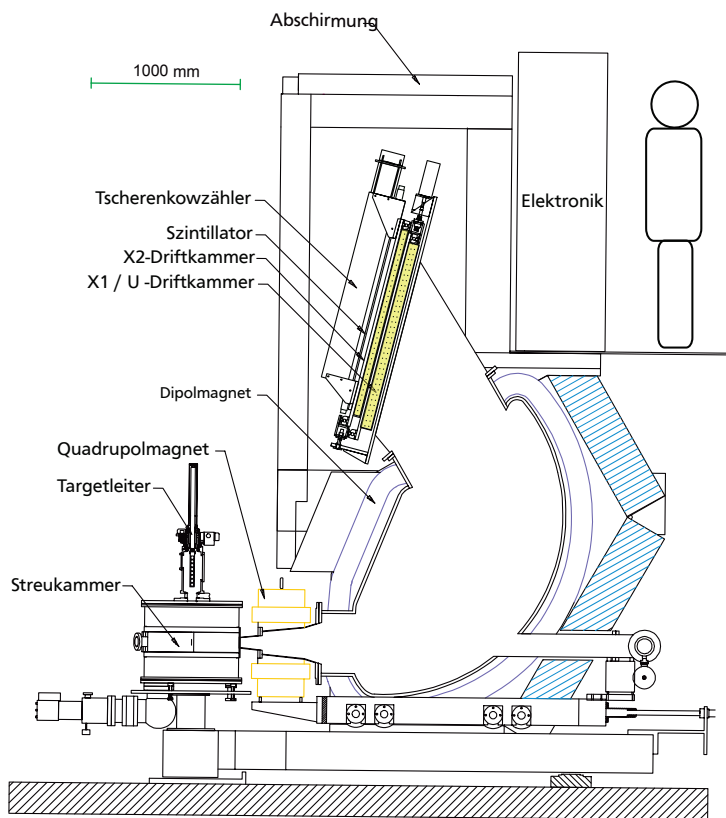


Abbildung 6.1.: Zu sehen ist eine Darstellung des QCLAM-Spektrometers am S-DALINAC. Die Elektronen aus dem Beschleuniger treffen auf ein Target in der Streukammer, werden in das Spektrometer gestreut und durch einen Quadrupolmagneten horizontal fokussiert. Der Dipolmagnet fokussiert die Elektronen separiert nach ihrem Impuls auf der Fokalebene. Hinter dieser befindet sich durch eine Bleiabschirmung geschützt das Detektorsystem aus Vieldraht-Driftkammern und Triggerdetektoren.

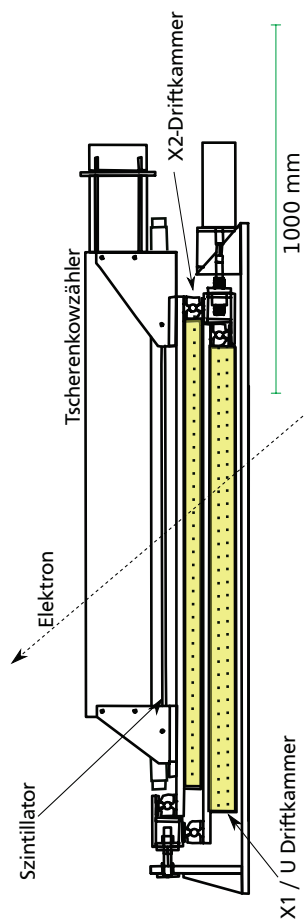


Abbildung 6.2.: Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers bestehend aus einer Driftkammer mit zwei Drahtlagen (X1/U), sowie einer Driftkammer mit einer Drahtlage (X2), einen Szintillator als Triggerdetektor und einen Tscherenkowzähler für die Untergrundunterdrückung. Ein möglicher Elektronenweg durch das Detektorsystem ist mit eingezeichnet.

Tabelle 6.1.: Vergleich der Eigenschaften der beiden Spektrometer. Wenn nicht anders angegeben, sind die Werte aus [85] für das QCLAM- und aus [100] für das Lintott-Spektrometer entnommen. Das Lintott-Spektrometer besitzt eine höhere Energieauflösung als das QCLAM-Spektrometer, in allen anderen Punkten sind die Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers für Experimente zu bevorzugen. Δp ist die Impulsakzeptanz des Detektors, Ω der Raumwinkel, $\max E_1$ die maximal detektierbare Elektronenenergie, ΔE_{Des} die errechnete, ΔE_{Exp} die gemessene Energieauflösung, \dot{N} die maximale Zählrate, Θ möglichen Streuwinkel und L_{Fokal} die Länge der Fokalebene.

| | QCLAM | Lintott |
|--------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------|
| Δp | $\pm 10 \%$ | $\pm 2 \%$ |
| Ω | 35 msr | 6 msr |
| $\max E_1$ | 200 MeV | 120 MeV |
| ΔE_{Des} (FWHM) | $1 \cdot 10^{-4}$ | $1,7 \cdot 10^{-4}$ |
| ΔE_{Exp} (FWHM) | $5 \cdot 10^{-4}$ [90] | $1,7 \cdot 10^{-4}$ [82] |
| \dot{N} | 12 kHz [90] | $< 8 \text{ kHz}$ [90] |
| Θ | 25° bis 155° in 10° Schritten & 180° | 69° bis 165° in 12° Schritten |
| L_{Fokal} | 464 mm | 240 mm |
| Detektor | MWDCs | 4 Siliziumstreifenmodule |

Für Koinzidenzexperimente mit kurzreichweitigen Teilchen wie $(e,e'p)$ oder $(e,e'\alpha)$ ist es möglich, mithilfe eines Goniometers Detektoren für Sekundärteilchen direkt in der Streukammer zu platzieren [132]. Für Koinzidenzexperimente wie $(e,e'\gamma)$ oder $(e,e'n)$ steht eine Kugelkammer zur Verfügung, welche mit einem Durchmesser von ca. 25 cm knapp 50 cm kleiner ist, als die übliche Streukammer [95]. Durch den Einsatz dieser kompakten Kammer kann der abgedeckte Raumwinkel der außerhalb der Kammer stehenden Detektoren erhöht werden. Eine weitere Besonderheit des QCLAM-Spektrometers ist die Möglichkeit über eine Magnetschikane und einen zusätzlichen Separationsmagneten in der Streukammer Elektronen zu messen, welche unter 180° gestreut wurden [89, 133].

6.1 Strahlengang

Die Elektronen, welche am Target in der Streukammer gestreut werden, treten in das QCLAM-Spektrometer ein. Zunächst passieren sie den Quadrupolmagneten, in welchem sie in horizontaler Richtung refokussiert werden. Danach durchqueren sie den Dipolmagneten, in dem sie in vertikaler Richtung nach dem Impuls aufgespalten werden und an unterschiedlichen Orten in der Fokalebene abgelegt werden. Für diese Fokussierung ist der vertikale wie der horizontale Eintrittswinkel nicht relevant. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die horizontale Richtung als nicht-dispersive und die vertikale Richtung als dispersive Komponenten bezeichnet.

Da eine analytische Berechnung der Elektronentrajektorien im Spektrometer aufgrund der komplexen Bauweise der Magneten, die in [85] nachvollzogen werden kann, nicht möglich ist, greift man auf numerische Simulationen zur Beschreibung des Strahlengangs zurück [134]. Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 6.3 für drei verschiedene Elektronenenergien bei unterschiedlichen dispersiven Eintrittswinkeln zu sehen. Aus Simulationsdaten aus [85], sowie aus Messungen aus [90] kann man weiterhin erkennen, dass die Fokalebene gekrümmt ist. Die Krümmung sowie die Lage der Fokalebene hängt vom einge-

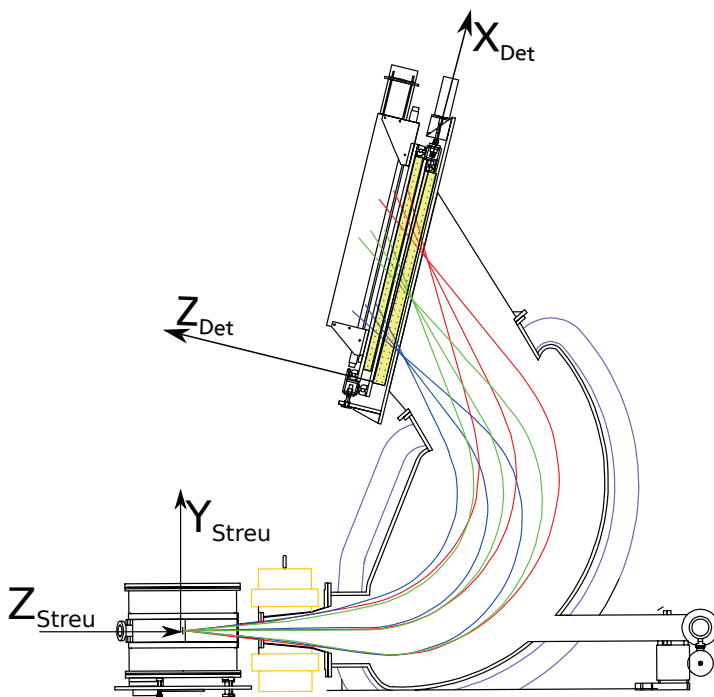


Abbildung 6.3.: In CST-Studio Suite simulierte Strahlengänge für drei Elektronenenergien (blau niedrige Energie, rot hohe Energie) und drei disperse Streuwinkel [134] im QCLAM-Spektrometer. Bei gleicher Energie werden die Elektronen selbst bei unterschiedlichen Einschusswinkeln am gleichen Punkt in der Fokalebene abgebildet.

stellten Verhältnis des Stroms des Dipol- und des Quadrupolmagneten ab [90]. Abbildung 6.5 zeigt simulierte Daten für die Form der Fokalebene. Die Richtungen des Koordinatensystems sind in Abbildung 6.3 als Orientierung mit eingezeichnet.

Da die Fokalebene nicht mit der Detektorebene übereinstimmt, muss für eine Lagenbestimmung der Elektronen auf der Fokalebene nicht nur der Durchstoßort in der Detektorebene bestimmt werden, sondern auch mindestens noch der disperse Winkel, unter dem der Detektor durchflogen wird. Dies ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Für Experimente an leichten Kernen, beispielsweise suprafluiden Helium, so wie sie in [130] geplant werden, sind Elektronenstrahlenergien von bis zu $E_1 = 130 \text{ MeV}$ und Streuwinkel bis zu $\Theta = 155^\circ$ vorgesehen. Die Rückstoßenergie, welche an den Heliumkern übertragen wird, kann beschrieben werden mit [63]

$$E_{\text{Rückstoß}} = \frac{\frac{2E_1^2 \sin^2(\Theta/2)}{M}}{1 + \frac{E_1 \sin^2(\Theta/2)}{M}}, \quad (6.1)$$

hierbei ist die Masse als $A \cdot 931,55 \text{ MeV}$ angegeben, mit A der Massenzahl des Targetkerns. Es ergibt sich aufgrund des Raumwinkels von 200 mrad eine Verbreiterung der Spektren von über 300 keV . Kann die Rückstoßkorrektur nicht durchgeführt werden, reduziert sich das Auflösungsvermögen auf ca. $1 \cdot 10^{-3}$.

Um die Rückstoßkorrektur durchzuführen, muss es somit ebenfalls möglich sein den nicht-dispersiven Streuwinkel am Atomkern bestimmen zu können. Da der nicht-dispersive Streuwinkel nicht direkt im Detektorsystem nachgewiesen werden kann, muss er aus den messbaren Größen rekonstruiert werden. Abbildung 6.4 zeigt ein beliebiges magnetisches System, unter der Annahme der Symmetrie in der $X-Z$ -Ebene. Teilchen mit einer relativen Impulsänderung $\delta(p - p_0)/p_0$, die mit einem Versatz von Ursprung $(x_{\text{Streu}}, y_{\text{Streu}})$ des Streukoordinatensystems, einem dispersiven Winkel ϕ_{Streu} und einem nicht dispersiven Winkel Θ_{Streu} gegen die optische Achse in das System eintreten, werden im Koordinatensystem in der Fokalebene mit $(x_{\text{Fokal}}, y_{\text{Fokal}})$, ϕ_{Fokal} , Θ_{Fokal} abgebildet. In Abbildung 6.4 ist dieser Vorgang schematisch dargestellt. Die

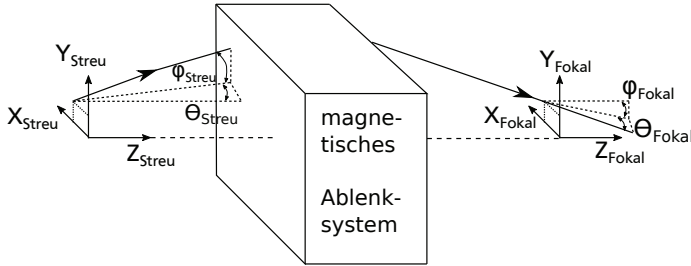


Abbildung 6.4.: Das Startkoordinatensystem liegt im Fall des QCLAM-Spektrometers auf dem Target in der Streukammer, das Zielkoordinatensystem liegt in der Fokalebene.

in [85] abgebildete Transportmatrix (6.2) beschreibt den Strahlengang der gestreuten Elektronen im QCLAM in linearer Näherung.

$$\begin{pmatrix} X_{\text{Fokal}} \\ \varphi_{\text{Fokal}} \\ Y_{\text{Fokal}} \\ \Theta_{\text{Fokal}} \\ l \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (X|X) & (X|\Theta) & 0 & 0 & 0 & (X|\delta) \\ (\Theta|X) & (\Theta|\varphi) & 0 & 0 & 0 & (\Theta|\delta) \\ 0 & 0 & (Y|Y) & (Y|\varphi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\varphi|Y) & (\varphi|\varphi) & 0 & 0 \\ (l|X) & (l|\Theta) & 0 & 0 & 1 & (l|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{\text{Streu}} \\ \varphi_{\text{Streu}} \\ Y_{\text{Streu}} \\ \Theta_{\text{Streu}} \\ l \\ \delta \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

Durch die Annahme der Symmetrie in der X-Z-Ebene entfallen viele Matricelemente. Das Matricelement $(X|\delta)$ beschreibt die Dispersion des Spektrometers und wird mit 2,33 cm/% angegeben. Über die Dispersion wird angegeben, auf welcher Länge der Fokalebene 1 % des Sollimpulses der eingehenden Elektronen abgebildet wird. Wird eine relative Energieauflösung der gestreuten Elektronen im Bereich von $1 \cdot 10^{-4}$ angestrebt, muss die Rekonstruktion der Elektronentrajektorien eine Genauigkeit im Bereich von 200 μm erreichen.

Das Matricelement $(Y|\Theta)$ gibt an, dass die unterschiedlichen nicht dispersiven Streuwinkel im Streukoordinatensystem an unterschiedlichen Orten Y_{Streu} in der Fokalebene abgelegt werden. Die Größe des Matricelements ist mit 0,007 cm/mrad angegeben. Die Elektronen, welche

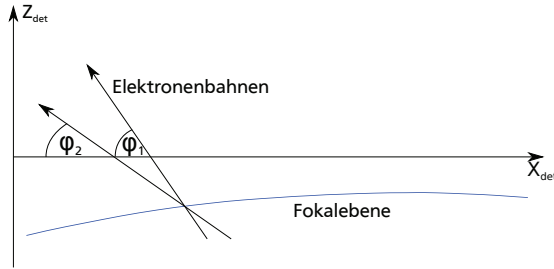


Abbildung 6.5.: Die Daten für die Fokalebene wurden aus [85] übernommen. Das Koordinatensystem hat seinen Ursprung in der U-Lage des Detektorsystems (siehe Abbildung 6.3). Die Fokalebene liegt nicht in der Detektorebene, hierdurch genügt es für eine Lagebestimmung nicht, dass man ausschließlich den Durchstoßpunkt durch den Detektor bestimmt. Man benötigt mindestens noch den Winkel relativ zur Detektorebene.

in den Raumwinkel der Spektrometeröffnung von 200 mrad gestreut werden, werden dementsprechend auf einer Länge von 1,4 cm abgelegt. Die Messung der Y_{Streu} -Koordinate ist somit entscheidend für die Berechnung des Streuwinkels Θ_{Streu} . Das Beispiel in Gleichung (6.1) ergibt mit einer Ortsauflösung von 1 mm in nicht dispersiver Richtung eine Energieverbreiterung von maximal 32 keV und somit eine relative Verbreiterung von $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Es wird eine Kombination aus drei MWDCs eingesetzt, um aus messbaren Größen den Strahlengang in die Fokalebene zu extrapolieren. Zwei Kammern messen die X- und φ -Komponente. Diese Kammern werden X1- und X2-Ebene genannt. In der dritten MWDC sind die Drähte zu den Drähten der X-Ebene um einen Winkel von $26,5^\circ$ gedreht. Hierdurch kann eine Y-Komponente gemessen werden. Auf eine zweite Y-Ebene wurde verzichtet, da nur die nicht-dispersive Koordinate und nicht der nicht-dispersive Winkel gemessen werden muss [86].

6.2 Vieldraht-Driftkammer

In den folgenden Kapiteln werden die Grundlagen, welche zur Planung, zum Bau und zum Betrieb von MWDCs nötig sind erläutert. Diese werden in Abschnitt 8 bei der Vorstellung des neuen Designs wieder aufgegriffen.

Der grundlegende Aufbau von MWDCs besteht aus Folien, die auf Rahmen aufgespannt und -geklebt sind. Die Folien sind zumeist aus Mylar oder Aramid, auf welches eine Aluminiumlage von wenigen Nanometern Dicke aufgedampft ist. Zwischen diesen Folien sind auf einem weiteren Rahmen ca. 20 μm dicke Drähte gespannt. An den Folien wird eine Hochspannung angelegt, sodass sich ein elektrisches Feld zwischen den Drähte und den Folien ausbildet. Schematisch ist dies in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Zwischenraum ist mit einem Gasgemisch aus Zählgas und Löschgas gefüllt (siehe dazu Abschnitt 6.2.4).

6.2.1 Messprinzip

Das Messprinzip von MWDCs wird mit Hilfe der geometrischen Größen des Detektorsystems des QCLAM-Spektrometers erklärt. Ein Elektron, welches das Spektrometer verlässt, fliegt durch das Detektorsystem. Zunächst durchquert es die Driftkammern, um dann im Szintillator ein Triggersignal auszulösen. Inneren der Driftkammern befindet sich ein Gasgemisch aus Zählgas und Löschgas (siehe dazu Abschnitt 6.2.4).

Durch die kinetische Energie des Elektrons im Bereich 10 bis 100 MeV werden Gasatome innerhalb des Gasgemisches ionisiert. Durch die angelegte negative Hochspannung an den Kathoden-Folien entsteht ein elektrisches Feld zwischen Folie und Drähten. Die Elektronen driften entlang der Feldlinien dieses Feldes zu den Drähten, die entstandenen Ionen in Richtung der Folie (siehe Abschnitt 6.2.3). Abbildung 6.6 zeigt die mit Garfield [135] simulierten elektrischen Feldlinien einer QCLAM-Driftkammer mit einem Drahtabstand von 3 mm und einer Zellenlänge von 1,2 cm, die angelegte Spannung an den Kathodenfolien beträgt $-5,6 \text{ kV}$.

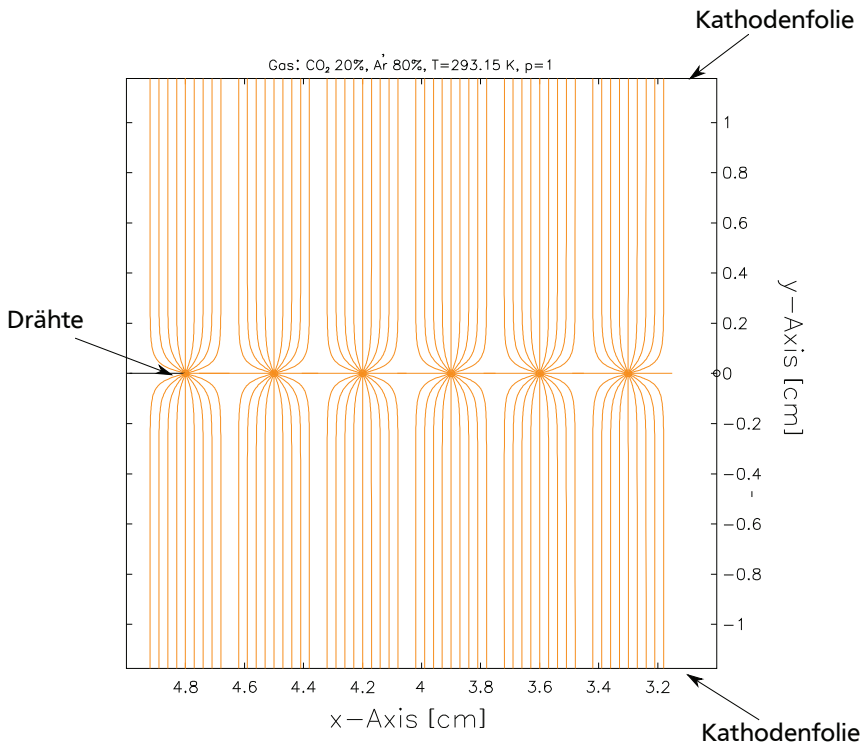


Abbildung 6.6.: Mit Garfield [135] simulierte elektrische Feldlinien in einer Driftkammer mit Drahtabstand von 3 mm, Drahtdurchmesser von 15 μm und einem Abstand zwischen Drähten und Hochspannungsfolie von 1,2 cm. Um die Drähte bildet sich ein stark inhomogener Teil des elektrischen Feldes von wenigen Millimetern Größe aus (siehe Abschnitt 6.2.4).

Da die Elektronen für ein gegebenes Gasgemisch und eine fest eingestellte Hochspannung eine konstante Driftgeschwindigkeit v_d in Gas haben, kann eine Relation zwischen dem Driftweg $z(t)$ und der Driftzeit t hergestellt werden,

$$z(t) = C^{-1} \int_{t=0}^t \frac{dN}{dt} dt. \quad (6.3)$$

Dabei ist dN/dt die Driftzeitverteilung, welche für eine homogen ausgeleuchtete Driftzelle gemessen wurde. Abbildung 6.7 zeigt eine solche Verteilung, welche mit einem Gasgemisch von 80 % Ar und 20 % CO₂ und einer angelegten Hochspannung von $-5,6$ kV aufgenommen wurde. Der „Turm“ im Bereich der kurzen Driftzeiten in Abbildung 6.7 entsteht durch die schnellere Bewegung der Elektronenwolke im inhomogenen Teil des elektrischen Feldes.

Bestimmt man für mehrere benachbarte Drähte über die Driftzeit den Driftweg, kann über eine lineare Regression der Durchgangspunkt in der Drahtebene bestimmen werden. Ist ein solcher Cluster an Drähten in allen drei vorhandenen Drahtebenen gemessen worden, so kann über die geometrischen Gegebenheiten der Kammern zueinander eine Rekonstruktion der Elektronenbahn in die Fokalebene stattfinden. Eine genauere Erläuterung des Rekonstruktionsalgorithmus findet sich in [86, 89, 90], sowie in Abschnitt 8.

Für die lineare Regression zur Bestimmung des Durchstoßpunktes in den Drahtebenen muss das gemessene Driftzeiten-Cluster mindestens drei Drähte groß sein. Der maximale Winkel zwischen einer Elektronentrajektorie aus dem QCLAM-Spektrometer und den Drähten beträgt $\varphi = 65^\circ$. Bei diesem Winkel, einem Drahtabstand von 3 mm und einer Höhe der MWDC von 2,4 cm, der doppelte Abstand der Kathodenfolie zu den Drähten, ergibt sich somit eine Maximalanzahl von drei Drähten, von welchen ein Signal erwartet werden kann. Selbst bei einer Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit von $p = 95\%$ ergibt sich eine Clusterwahrscheinlichkeit $(95\%)^3 = 86\%$. Da dieser Cluster in allen drei Ebenen nachgewiesen werden muss, um eine vollständige Rekonstruktion des Elektronenweges zu ermöglichen, ergibt sich eine Rekonstruk-

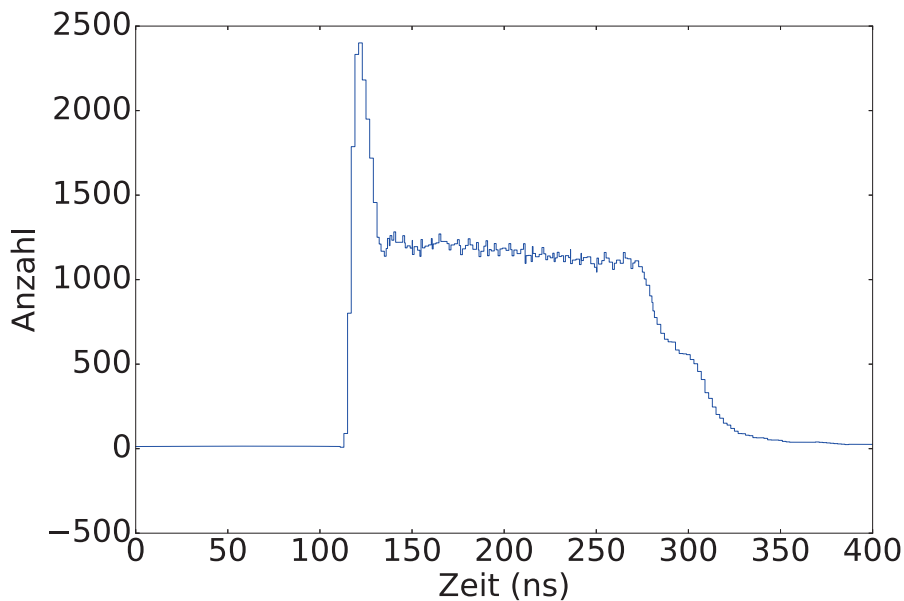


Abbildung 6.7.: Driftzeitverteilung aufgenommen mit einem Gasgemisch von 80 % Ar und 20 % CO₂ und einer angelegten Hochspannung von 5,6 kV.

tionswahrscheinlichkeit von gerade einmal 63 %. Dies zeigt, dass die aktuellen MWDCs insbesondere bei großen dispersiven Winkeln rein aus geometrischen Gründen an Effizienz verlieren.

6.2.2 Ionisation

Durchquert ionisierende Strahlung wie Elektronen oder Photonen eine Driftkammer, so können Atome im Gas zwischen den Kathodenfolien angeregt oder ionisiert werden. Weitere Wechselwirkungen über Brems-, Übergangs- oder Tscherenkowstrahlung sind möglich, allerdings in einem so geringen Maße, dass sie in der weiteren Betrachtung nicht mit einbezogen werden.

Durch die Stöße mit den Hüllenelektronen verlieren die Elektronen auf dem Weg durch das Gas Energie und werden aufgestreut. Insbesondere die Kleinwinkelstreuung sollte so gering wie möglich gehalten werden, da für die weitere Auswertung der Weg der Primärelektronen als Gerade angenommen wird, siehe hierzu Abschnitt 8.1.1. Dies wird erreicht, indem die Flächendichten der Materialien, welche die Elektronen durchdringen müssen, möglichst gering gehalten wird. Über die Bethe-Bloch Formel lässt sich der Energieverlust pro Längeneinheit für Elektronen berechnen [136].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_a \rho Z r_e^2 m_e^2 z^2}{A \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{E(E + m_e c^2)^2 \beta^2}{2 I^2 m_e c^2} \right) + (1 + \beta^2) + \right. \\ \left. (2\sqrt{1 - \beta^2} - \beta^2) \ln(2) + \frac{1}{8(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2} \right]^2 \quad (6.4)$$

N_A ist hierbei die Avogadrokonstante, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Masse des Elektrons, Z , A , I und ρ die Ordnungszahl bzw. die Molmasse, das mittlere Ionisationspotential bzw. die Dichte des Materials, das durchdrungen wird, z , E und β sind die Ladung, die kinetische Energie bzw. die in Teilen der Lichtgeschwindigkeit angegebene Geschwindigkeit des bewegten Teilchens, I ist das mittlere

Ionisationspotential. Gibt man die Dichte in mg/cm^3 , A in g/Mol , E , me_c^2 und I in eV an, dann erhält man den Energieverlust des Teilchens in MeV/cm . Für typische Gase, die im Driftkammerbetrieb eingesetzt werden, sind in Tabelle 6.2 für die Rechnung des Energieverlusts und der Entstehung von Primärionisationen wichtige Größen gezeigt. Aus dem Vergleich der Energie W_i , die benötigt wird, um ein Ionisationspaar zu bilden und dem Ionisationspotential wird klar, dass nur etwa die Hälfte der Energie, die auf dem Weg durch das Gas verloren geht, durch die Ionisation des Gases hervorgerufen wird. Die andere Hälfte trägt zur atomaren Anregung der Hüllenelektronen bei. Gase mit einer besonders hohen Zahl von primären Elektronen-Ionen-Paaren pro Weglänge eignen sich gut zum Betrieb von Driftkammern, diese trifft auf die schweren Edelgase zu.

Tabelle 6.2.: Eigenschaften einiger in Driftkammern verwendeter Gase. ρ ist die Dichte, W_i die zur Erzeugung eines Ionenpaars erforderliche Energie, n_p Anzahl der primären Ionisationspaare, n_t die Gesamtzahl der pro Wegstrecke erzeugten Ionisationspaare, dE/dx den durchschnittlichen Energieverlust pro Wegstrecke, I das durchschnittliche Ionisationspotential, I_0 das Ionisationspotential. Es ist zu beachten, dass n_p und n_t für minimal ionisierende Teilchen und Normalbedingungen angegeben sind [137, 138].

| | Z | $A (\frac{g}{mol})$ | $\rho (\frac{mg}{cm^3})$ | W (eV) | $n_p (cm^{-1})$ | $n_t (cm^{-1})$ | I (eV) | $I_0 (eV)$ | $\frac{dE}{dx} (\frac{keV}{cm})$ |
|--------------------------------|----|---------------------|--------------------------|--------|-----------------|-----------------|--------|------------|----------------------------------|
| He | 2 | 4 | 0,166 | 41,3 | 4,5 | 3,8 | 36 | 24,56 | 0,34 |
| Ne | 10 | 20,2 | 0,839 | 36,8 | 12 | 19,9 | 125 | 21,56 | 0,32 |
| Ar | 18 | 39,9 | 1,66 | 26,4 | 23 | 48,1 | 210 | 15,75 | 1,41 |
| Kr | 36 | 83,6 | 3,45 | 24,2 | 22 | 96 | 396 | 14 | 4,6 |
| Xe | 54 | 131,3 | 5,4 | 22,2 | 44 | 154 | 529 | 12,13 | 6,76 |
| CO ₂ | 22 | 44 | 1,86 | 31,8 | 34 | 53,1 | 11,83 | 31,73 | 3,01 |
| CH ₄ | 10 | 16 | 0,67 | 27,3 | 16 | 31,2 | 44 | 13,04 | 1,48 |
| C ₄ H ₁₀ | 34 | 58 | 2,42 | 23,0 | 46 | 147 | 45,5 | 10,8 | 4,50 |

6.2.3 Elektronendrift im Gas

Durch das an den Folien angelegte elektrische Potential bildet sich ein größtenteils homogenes elektrisches Feld innerhalb der Driftkammer aus. Dies ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Durch dieses Feld überlagert sich die thermische Bewegung der Elektronen mit einer gerichteten Bewegung entlang der Feldlinien.

Zwischen der Beschleunigung im elektrischen Feld und dem Energieverlust, der durch Stöße mit den Gasatomen entsteht, stellt sich ein Gleichgewicht ein und die Elektronen bewegen sich mit einer festen Geschwindigkeit v_d zu den Drähten. Dieser Vorgang wird „driften“ genannt. Durch die Stöße mit den Gasatomen entsteht transversale Diffusion.

In Abbildung 6.8 sind Driftgeschwindigkeiten für verschiedene elektrische Felder und Ar-CO₂-Gasmischungen aufgetragen. Im Allgemeinen steigt die Driftgeschwindigkeit linear mit der Zunahme des elektrischen Feldes. Bei einer CO₂-Konzentration, von weniger als 18 %, erreicht die Driftgeschwindigkeit bei einer bestimmten Feldstärke ein Maximum und beginnt dann langsam abzunehmen. Der optimale Betriebspunkt für eine Driftkammer liegt auf dem Plateau einer Driftgeschwindigkeitskurve, auf welchem die Variation der Elektronendriftgeschwindigkeit sehr gering ist. Als Orientierung ist die elektrische Feldstärke von 4,67 kV/cm, welche man in den momentanen MWDCs des QCLAM erwarten kann, in Abbildung 6.8 eingezeichnet. Es ist zusätzlich wichtig, dass die gebildeten Ionen möglichst schnell zur Kathode abtransportiert werden können. Durch ihre positive Raumladung kann die Driftzelle in dieser Zeit kein neues Signal erzeugen. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen hängt maßgeblich von deren Masse ab. Je leichter das Ion ist, desto schneller kann es beschleunigt werden. Die Driftgeschwindigkeit eines Ions kann mit der Mobilität $\mu = q/(m \cdot \nu_m)$ über $v_d^{\text{Ion}} = \mu E$ beschrieben werden. Hierbei ist q die Ladung des Ions, m die Masse und ν_m die Stoßfrequenz, E ist das von außen angelegte elektrische Feld. μ kann über den Diffusionskoeffizienten ausgedrückt werden $\mu = qD/kT$.

Außer der transversalen Aufstreuung der Elektronenwolke während des

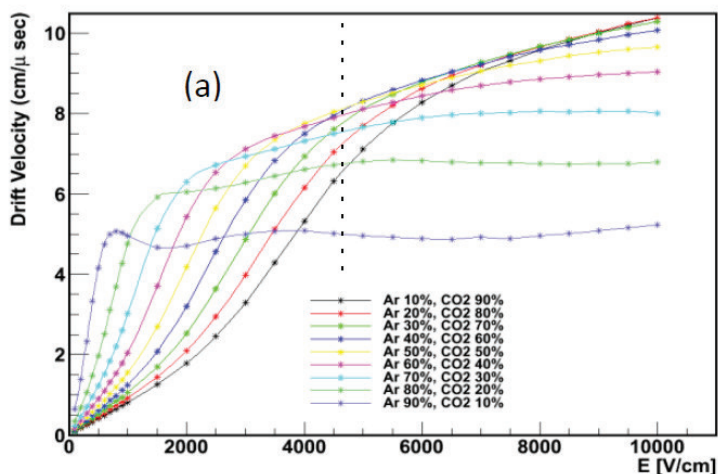


Abbildung 6.8.: Die Driftgeschwindigkeit von Ar-CO₂-Gasgemischungen aufgetragen gegen die elektrische Feldstärke. Der optimale Betriebspunkt für eine Driftkammer liegt auf dem Plateau einer Driftgeschwindigkeitskurve, auf welchem die Variation der Elektronendriftgeschwindigkeit sehr gering ist. Als Orientierung ist die elektrische Feldstärke von 4,67 kV/cm, welche man in den momentanen MWDCs des QCLAM erwarten kann, eingezeichnet. Entnommen aus [139].

Driftweges ist die longitudinale Ausdehnung in Bewegungsrichtung zu beachten. Diese kann als eine Normalverteilung angenommen werden, welche sich mit der Zeit nach Gleichung (6.5) verbreitert,

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right) dx, \quad (6.5)$$

dabei ist dN/N der Anteil der Ladungen, die sich nach der Driftzeit t im Längenelement dx in einem Abstand x von der Primärionisation befinden. Für die Breite der Verteilung gilt

$$\sigma_{\text{long}}(x) = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dx}{v_d}}. \quad (6.6)$$

In beiden Gleichungen beschreibt D wieder den Diffusionskoeffizienten. In Abbildung 6.9 ist die longitudinale Diffusion wie auch der Verhältnis der longitudinalen und der transversalen Diffusion gegen das elektrische Feld aufgetragen. Das Verhältnis σ_L/σ_t ist nicht konstant. Die Position des Minimums des Verhältnisses steigt mit der CO_2 -Konzentration. Der Unterschied zwischen σ_L und σ_t kann einen wichtigen Anhaltspunkt bei der Wahl eines Driftkammergases darstellen.

6.2.4 Gasverstärkung

Zur Vereinfachung der folgenden Rechnungen wird als Annahme anstelle einer MWDC nur ein Driftrohr berechnet. Ein Driftrohr besteht aus einer Kathode mit Radius R , in der Mitte sitzt ein Draht mit Radius R_D . Der Draht ist geerdet und die Kathode liegt auf dem Potential U . Das koaxiale elektrische Feld $E(r) = U/(R \cdot \ln(b/a))$ in einem Driftrohr ist eine hinreichende Näherung zu dem Feld, welches in der Nähe eines Drahtes in einer MWDC entsteht. Ein simulierter Feldverlauf für einen solchen Draht ist in Abbildung 6.10 abgebildet.

Wird ein Elektron-Ion-Paar im Driftrohr durch ionisierende Strahlung gebildet, so driften die Elektronen in Richtung Draht und die Ionen in

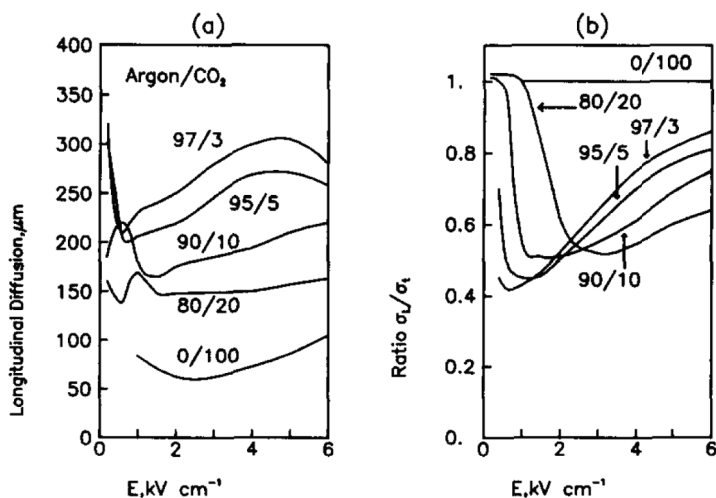


Abbildung 6.9.: (a) Longitudinale Diffusion und (b) Verhältnis von longitudinaler- und transversaler Diffusion als Funktion des Feldes für verschiedene Ar-CO₂-Gasmischungen bei 1 bar [140].

Richtung Außenwand, siehe Abschnitt 6.2.3. In der Nähe des Drahtes wird das elektrische Feld zunehmend stärker, sodass das Elektron genügend Energie pro Weg gewinnt, um weitere Elektronen auszulösen und eine Elektronenlawine entsteht. Die Gesamtanzahl an Elektronen-Ionenpaaren beträgt N_t . Als Vereinfachung wird angenommen, dass sich die Elektronen e nur direkt an der Drahtoberfläche bilden und sich dementsprechend nicht im Feld bewegen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die tatsächliche Driftzeit der Elektronen nur wenige Nanosekunden beträgt. Die Driftzeit der Ionen liegt im Bereich von $100 \mu\text{s}$. Der Weg der Ionen kann über

$$\frac{dr(t)}{dt} = \mu \frac{U}{r(t) \ln(R/R_D)} \quad (6.7)$$

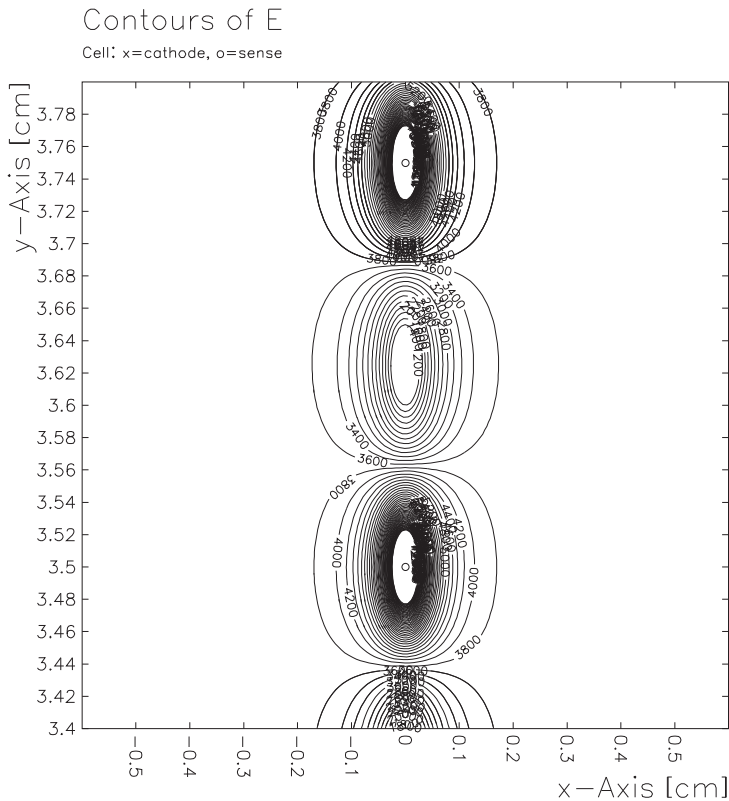


Abbildung 6.10.: Mit Garfield simulierter inhomogener Teil des elektrische Feld in V/cm bei einer MWDC mit einem Drahtabstand von 3 mm und einem angelegten Feld von 5,6 kV. Die Hochspannungsfolien befinden sich 1,2 cm entfernt von den Drähten. In der Nähe der Drähte, welche als Kreise dargestellt sind, bildet sich ein hohes elektrisches Feld aus. In den Zwischenräumen wird das Feld kleiner.

beschrieben werden. μ ist die Mobilität der Ionen im Gas. Da die Ionen direkt am Draht entstehen ergibt sich die Randbedingung $r(0) = R_D$. Damit folgt

$$r(t) = a \sqrt{1 + \frac{t 2\mu U}{R_D^2 \ln(R/R_D)}}, \quad (6.8)$$

die maximale Driftzeit beträgt somit

$$t_{\max} = \frac{a^2 \ln(RR_D/2)}{2\mu U} ((R/R_D)^2 - 1). \quad (6.9)$$

Der Strom, welcher durch die bewegte Ladung N_t auf dem Draht entsteht, ist

$$I_{\text{ind}}(t) = -\frac{N_t e_0}{2 \ln(R/R_D)} \frac{1}{t + \frac{R_D^2 \ln(R/R_D)}{2\mu U}}, \quad (6.10)$$

die induzierte Ladung zu einem Zeitpunkt t ist

$$Q_{\text{ind}}(t) = -\frac{N_t e_0}{2 \ln(R/R_D)} \ln \left(1 + \frac{t}{\frac{R_D^2 \ln(R/R_D)}{2\mu U}} \right). \quad (6.11)$$

Zum Zeitpunkt t_{\max} ergibt sich die maximale induzierte Ladung zu $Q_{\max} = -N_t e_0$. Die Rechnungen können in [141] ausführlicher nachvollzogen werden.

Um das Modell realistischer zu gestalten, kann man es dahingehend verändern, dass die Elektronenlawine nicht direkt am Draht entsteht, sondern dass die Elektronenlawine ab einem gewissen Feld E_{\min} bei einem Radius r_{\min} entsteht. Der Schwerpunkt der Lawine kann berechnet werden zu

$$r_{\text{Zentrum}} = R_D \left(1 + \frac{\Delta V \ln(R_d/D)}{U \ln(2)} \right), \quad (6.12)$$

mit der durchschnittlichen Energie zur Erzeugung eines neuen Elektron-Ionenpaars $e\Delta V$, ΔV liegt meist im Bereich 20 V [142]. Setzt man für die restlichen Größen die Parameter der am QCLAM-Spektrometer verwendeten MWDC ein, erhält man mit $R_D = 15\mu\text{m}$, $R = 12\text{mm}$, $U = 5,6\text{kV}$, $r_{\text{Zentrum}} = 16\mu\text{m}$. Da sich die Elektronen mit einer Driftgeschwindigkeit von ca. $6\text{cm}/\mu\text{s}$ bewegen, sind sie nach weniger als einer Nanosekunde am Draht angekommen. Nimmt man an, dass alle Elektronen sich vom Schwerpunkt zum Draht bewegen, ergibt sich, dass diese nur etwa 1 % bis 2 % des Gesamtsignals ausmachen.

Zusätzlich zur Ionisierung der Atome im Bereich des Drahtes können diese auch angeregt werden und über Aussendung von UV-Photonen wieder in den Grundzustand übergehen. Diese UV-Photonen können ihrerseits wieder energiereich genug sein, um weitere Atome des Gases oder der Folie zu ionisieren und eine neue Elektronenlawine auslösen. Durch diesen Vorgang können elektrische Durchbrüche erzeugt werden. Aus diesem Grund wird dem Edelgas meist noch ein molekulares Löschgas zugefügt. Durch die Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade haben organische Moleküle wie CO_2 einen großen Photoabsorptionsquerschnitt in einem breiten Frequenzbereich [143].

6.2.5 Örtliches Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen einer MWDC kann in vier Hauptfaktoren aufgeteilt werden, welche allerdings nur schwer quantitativ abzuschätzen sind [141, 144]

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{Diffusion}}^2 + \sigma_{\text{Ion}}^2 + \sigma_{\text{Streuung}}^2 + \sigma_{\text{Randbedingungen}}^2, \quad (6.13)$$

mit $\sigma_{\text{Diffusion}}$ und σ_{Ion} sind abhängig vom gewählten Gas in der Driftkammer sowie dessen Druck und Temperatur und der an die Hochspannungsfolien angelegte Spannung. Je länger die Elektronen zum Draht driften und umso höher der Diffusionskoeffizient des Gases ist, umso größer wird $\sigma_{\text{Diffusion}}$. Es sind daher Gase mit hoher Driftgeschwindigkeit und niedrigen Diffusionskoeffizienten zu bevorzugen. Beides trifft

auf Ar-CO₂-Gasmischungen zu, in welchen nur ein kleiner Anteil CO₂ verwendet wird.

Da jede Ionisierung unabhängig von der anderen ist, wird die Wahrscheinlichkeit für N Kollisionen in einem Ereignis durch die Poisson-Verteilung mit n_p der Anzahl der primären Ionisationspaare pro Wegstrecke beschrieben

$$p(N, n_p) = \frac{(n_p)^N}{N!} \exp(-n_p). \quad (6.14)$$

Über die Invertierung von n_p erhält man die mittlere Entfernung $d = 1/n_p$ der Ionisationspunkte. Für CO₂ erhält beträgt der Abstand ca. 290 μm . Bei der Ionisation können Elektronen mit genügend Energie ausgelöst werden, sodass sie weitere Atome ionisieren können. So bildet sich ein Cluster aus n_t Elektronen um den Ort der Primärionisation. Je kleiner der Abstand der primären Ionisationspunkte, desto geringer ist σ_{Ion} . Bei primären Ionisationspunkten um den Draht wirkt sich die geringe Ionisationsstatistik negativ auf die Auflösung aus [141].

Die Größen σ_{Streuung} und $\sigma_{\text{Randbedingungen}}$ sind direkt vom Aufbau der Driftkammer abhängig. σ_{Streuung} wächst maßgeblich mit der Aufstreuung des ursprünglichen Elektronenweges durch das Driftkammervolumen. Mit $\Theta_0 = \Theta_{3\text{Dim}}^{\text{rms}}$ ist es für viele Anwendungen ausreichend eine Gauß'sche Approximation für die zentralen 98% der projizierten Winkelverteilung zu verwenden [145]

$$\Theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.0038 \ln \left(\frac{x z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right). \quad (6.15)$$

Hier sind p (MeV/c), βc , und z der Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladungszahl des einfallenden Teilchens und x/X_0 ist die Dicke des Streuungmediums in Einheiten der Strahlungslänge. Die Strahlungslänge beschreibt den Weg, den ein Elektron in einem Material zurücklegen muss, sodass seine Energie bis auf $1/e$ seiner ursprünglichen kinetischen Energie durch Bremsstrahlung verloren geht [145]. Der Weg durch das Material sollte also möglichst kurz sein und die Strahlungslängen

groß. $\sigma_{\text{Randbedingungen}}$ beinhaltet alle mechanischen und elektrischen Unsicherheiten. Welche auftreten können zum Beispiel seien hier die Präzision der Drahtpositionen oder die begrenzte Auflösung der TDCs bei der Driftzeitmessung genannt.

6.3 Einfluss von Fremdstoffen im Gas

In den bisherigen Kapiteln wurde das Gas-Gemisch in der Kammer immer als reines Edelgas-Löschgas-Gemisch angesehen. In Falle des QCLAM-Detektors wird ein Gemisch aus 80 % Ar und 20 % CO₂ genutzt. Der Einfluss von Fremdstoffen wie O₂ oder H₂O wurde vernachlässigt. Dabei haben unerwünschte Beimischungen meist sehr negative Auswirkungen auf die Auflösungseigenschaften einer Driftkammer (siehe Abschnitt 6.2.5) beziehungsweise beschleunigen stark den Alterungsprozess.

6.3.1 Verunreinigungen mit Sauerstoff & Wasser

Den größten Teil der Fremdstoffe im Gas machen Sauerstoff und Wasser aus. Wenn sich im Gas Verunreinigungen befinden, so stammen diese von Lecks in den Rohren oder Kammern. Ein Sauerstoffanalysator kann den Sauerstoffanteil im Kammergas bestimmen, wodurch die Kontamination durch Stickstoff, zusätzliches CO₂ und andere Bestandteile der Luft berechnet werden kann. In einem Gasgemisch lässt sich Sauerstoff am einfachsten nachweisen und entfernen, während Gase wie Stickstoff sehr schwer zu entfernen sind [141].

Diese Fremdstoffe können Elektronen, welche durch Ionisation im Gas erzeugt wurden binden. Elektronenbindung in Gasen erfolgt, wenn freie Elektronen auf elektro-negative Moleküle treffen. Dies ist in Driftkammern unerwünscht, da sie zur Abschwächung der ursprünglichen Ionisation führt, insbesondere wenn die Elektronen über lange Strecken driften. Da Sauerstoff eine sehr hohe Elektronegativität aufweist, kann eine sehr starke Abschwächung der Elektronenlawine stattfinden. Schon

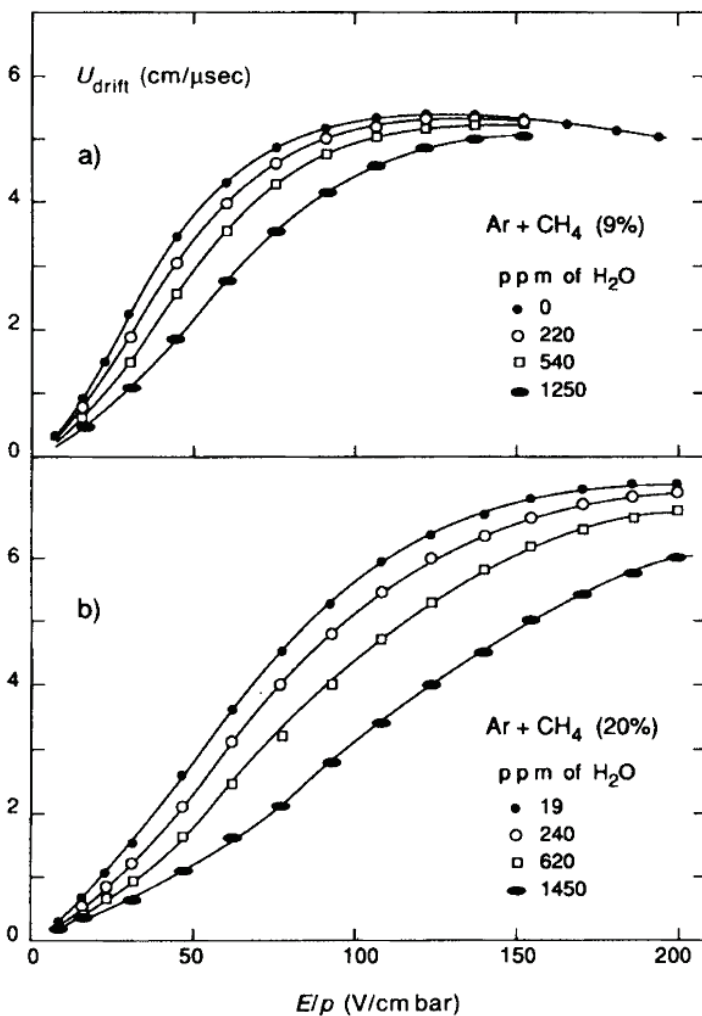


Abbildung 6.11.: Driftgeschwindigkeiten, gemessen für zwei Argon-Methan-Gemische, die eine geringe zusätzliche Menge Wasserdampf enthalten. (a) Ar(91 %) + CH₄(9 %); (b) Ar(80 %) + CH₄(20 %). Die Messunsicherheiten werden auf 1 % oder weniger geschätzt [141].

bei kleinen Sauerstoffbeimischungen in einer 88 %-10 %-2 %-Mischung Argon-Methane-Isobutane von wenigen 100 ppm wurden Ladungsabschwächungen von mehreren 10 % beobachtet [146].

Wie oben beschrieben, ist es notwendig die Driftgeschwindigkeit der Elektronen möglichst konstant zu halten. In Abbildung 6.11 sind Driftgeschwindigkeiten für Argon-Methan-Gemische zu sehen. Man erkennt, dass ein Zehntelprozent Wasserdampf im Gemisch die Driftgeschwindigkeit fast um den Faktor 2 verändert. Diese Messungen sind zwar bei besonders niedrigen Werten des elektrischen Feldes gemessen, jedoch ist zu erwarten, dass der Trend bei hohen Feldern gleich bleibt. Dieses drastische Verhalten ist auf die Eigenschaften des Wassermoleküls mit seinem statischen, elektrischen Dipolmoment zurückzuführen, das den unelastischen Streuquerschnitt für niederenergetische Elektronen übermäßig groß werden lässt.

6.3.2 Alterung der Kammer

Alterungserscheinungen in Driftkammern äußern sich in einer verschlechterten Gasverstärkung der Elektronenlawine, sodass bei ansonsten gleichbleibenden Parametern wie TDC-Schwellen, Gasgemisch oder Hochspannungswerten die Effizienz in gewissen Bereichen der Kammer nachlässt oder in einer verringerten Durchschlagsfestigkeit, sodass die Hochspannungswerte Werte der Kammer angepasst werden müssen. Dies kann ebenfalls zu einer globalen Effizienzverminderung führen. Diese Effekte werden oftmals durch Ablagerungen an den Folien oder den Drähten ausgelöst. Diese Ablagerungen entstehen aus der Spaltung von Polymeren, welche sich als Fremdstoffe im Gas befinden. Die Fremdstoffe können durch fehlerhafte Handhabung beim Bau oder auch durch Ausgasen der beim Bau benutzten Materialien eingebracht werden. Zu beiden Themen gibt es eine große Auswahl an Forschungen und gesammelten Informationen [147–153].

Betrachtet man einen einfachen Fall eines Polymers wie Methan im Gas ergibt sich folgendes Bild: CH_4 kann durch Stöße mit Elektronen oder durch ionisierende Strahlung in das freie Radikal $\text{CH}_3\cdot$ gespalten wer-

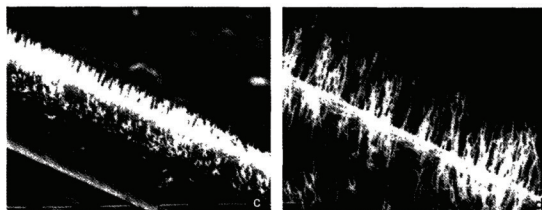
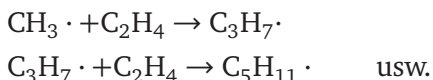


Abbildung 6.12.: Ablagerungen an MWDC Drähten können sogenannte „Whiskers“ bilden, entnommen aus [154], siehe auch Abbildung 5.3.

den. Durch „·“ wird angedeutet, dass ein freies Elektron vorliegt, welches leicht zu einer chemischen Bindung beitragen kann. Dieses kann mit anderen Methan-Molekülen zu länger-kettigen Alkanen weiter reagieren:



Die Moleküle, die dadurch entstehen, erlangen sehr schnell ein so hohes Gewicht, dass sie nicht mehr in der Gasphase vorliegen, sondern kondensieren. Da diese Reaktionen bei hohen Stoßenergien wahrscheinlicher wird, entstehen langkettige Moleküle insbesondere im Bereich des hohen Feldes direkt um den Draht der MWDC. Hierdurch kommt es zu Ablagerungen und die sogenannten „Whiskers“ bilden sich [148]. Eine Aufnahme solcher Ablagerungen ist in Abbildung 6.12 zu sehen. Da die Moleküle vom Draht abstehen, entwickeln sich an deren Ende sehr hohe Feldstärken und die Spannung, ab welcher Durchschläge in der Kammer vorkommen können, sinkt. Andere Ablagerungen wie Silikon können sich über große Strecken am Draht ablageren und dessen Leitungsfähigkeit stark beeinflussen, wodurch die Signalweiterleitung behindert wird. Diese Effekte sind nicht zu verhindern, da immer leichte Verunreinigungen vorliegen. Allerdings können sie bei der Beachtung der genannten Richtlinien in den oben erwähnten Quellen für den Zusammenbau oder die Lagerung verzögert werden.

7 Überwachung der wichtigsten Spektrometer-Parameter

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Überwachung und Steuerung der wichtigsten Spektrometerparameter über EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System [155]) realisiert. In Abbildung 7.1 ist die grafische Oberfläche des Steuerprogramms abgebildet. Unter ① können die momentanen Gasflüsse ausgelesen werden, unter ② angepasst werden. In ③ sind die Drücke der Vakuumsensoren rund um das QCLAM-Spektrometer dargestellt, ④ und ⑤ zeigen die Steuerung und Auslese des Dipol- und Quadrupolmagnetnetzteils. Weiterhin wurde ein Sauerstoffsensor der Marke Hamilton im Gasdurchflusssystem integriert [156] und eine Echtzeitüberwachung des Sauerstoffgehalts im Gasgemisch ermöglicht. Dieser konnte bisher noch nicht im EPICS-System integriert werden und wird deshalb mit einem externen Skript ausgelesen. Über eine Profibus-Schnittstelle kann dieser Sensor ebenfalls in die Gasüberwachung eingefügt werden. Ein neues Hochspannungsmodul für die MWDCs wurde gekauft und kann ebenfalls in das Programm integriert werden. In Abbildung 7.2 ist der momentane Aufbau der Gasversorgung gezeigt. Durch den neu verbauten Sauerstoffsensor VISIFERM DO H0 [156] konnte festgestellt werden, dass der Sauerstoffgehalt des Driftgases in den Kammern vor der im Anhang beschriebenen Reparatur bei bis zu 4400 ppm lag, nach der Reparatur immer noch bei 1200 ppm O_2 . Vor dem Durchfluss durch die MWDC liegt der Sauerstoffgehalt im Gas bei 100 ppm, was der Auflösung des Sensors entspricht. Hieraus lässt sich schließen, dass das Gas durch Leckstellen in der Kammer hinzugefügt wird. Zum einen kann das durch die Diffusion von Sauerstoff durch die Gasabschlussfolien kommen (siehe Abschnitt A.3), zum anderen aus Leckstellen an der Kammer selbst. Wie oben erwähnt bedingt Sauerstoff durch seine hohe Elektronennegativität eine Abschwächung der Elektronenlawine. Um trotzdem eine hohe Effizienz in den Kammern zu erreichen, muss die Hochspannung erhöht werden, sodass dieser Verlust an Elektronen ausgeglichen werden kann.

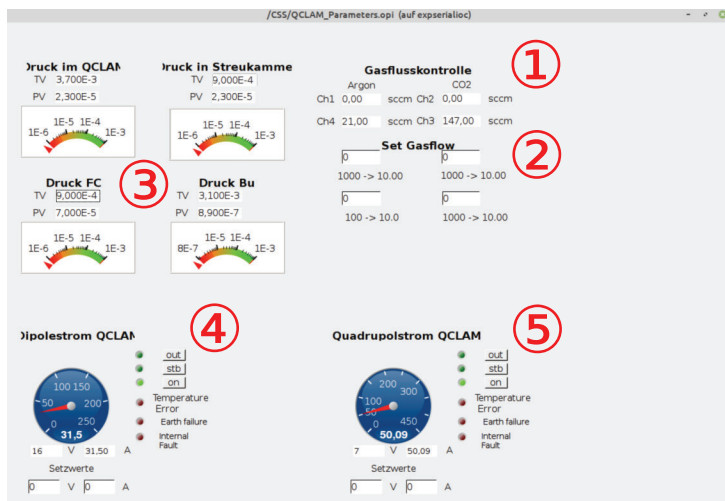


Abbildung 7.1.: Die grafische Oberfläche des EPICS-Steuerprogramms, zur Steuerung und zum Auslesen der wichtigsten Spektrometer Parameter. Unter ① können die momentanen Gasflüsse ausgelesen, unter ② angepasst werden. In ③ sind die Drücke der Vakuumsensoren rund um das QCLAM-Spektrometer dargestellt, ④ und ⑤ zeigen die Steuerung und Auslese des Dipol- und Quadrupolmagnetnetzteils.

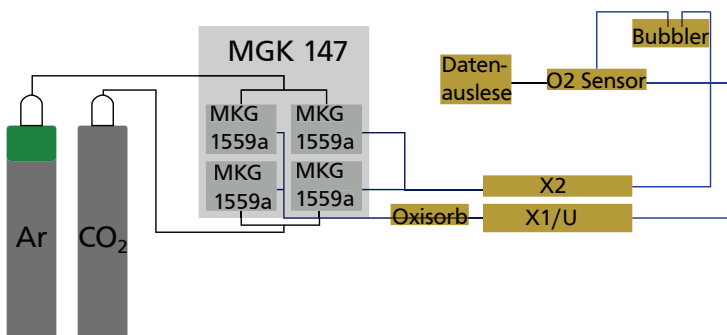


Abbildung 7.2.: Schematische Zeichnung der Gasversorgung der MWD-Cs am QCLAM-Spektrometer. Das Gas wird aus Argon (Reinheit 99,9999 %) und Kohlenstoffdioxid (Reinheit 99,9995 %) durch jeweils zwei Massenflussregler für eine MWDC gemischt. Über PTFA-Schläuche wird das Gasgemisch in die Driftkammern geleitet. Vor den MWDCs ist ein Sauerstoffabsorber (Oxisorb) angebracht. Durch diesen wird der Sauerstoffgehalt auf bis zu 5 ppb reduziert. Der Sauerstoffgehalt im Driftgas wird am Ausgang durch einem optischen Sauerstoffsensor gemessen.

In mehreren Experimentkampagnen hat sich gezeigt, dass man einen Sauerstoffgehalt von <1500 ppm über ein Übersteuern der Hochspannung ausgeglichen werden kann. Dies allerdings auch nur bei niedrigen Zählraten im Detektor. Ab einer Hochspannung von über $5,6$ kV bis 6 kV wird ein stark erhöhter Strom von über $5\text{ }\mu\text{A}$ in der MWDC gemessen. Dies wird als elektrischer Durchschlag interpretiert, welcher zu Ablösungen der Aluminiumbeschichtung an der Mylarfolie führen kann, wie sie in Abbildung A.4 gezeigt sind. Aus diesem Grund muss vermieden werden, die Kammern bei einer solch hohen Hochspannung zu betreiben. Das ist nur möglich, wenn der Sauerstoffgehalt im Gasgemisch reduziert wird. Dies stellt eine wesentliche Motivation für die Entwicklung eines neuen MWDC-Detektors für das QCLAM-Spektrometer dar, der im nächsten Kapitel beschrieben wird.

8 MWDC Design

Wie in den oberen Abschnitten beschrieben ist es für den Betrieb einer MWDC insbesondere wichtig, mit einem Gasgemisch ohne Verunreinigungen zu arbeiten. Für die Effizienz sind eine schnelle Driftzeit der Ionen zur Kathode, eine hohe Gasverstärkung in Drahtnähe, sowie eine möglichst große Anzahl an Drähten, an denen die Elektronentrajektorie vorbeiführt kritisch. Für das Auflösungsvermögen sind die Optimierungsparameter eine geringe Massenbelegung, sowie ebenfalls eine große Anzahl an Drähten, an welchen die Trajektorie vorbeiführt. Beim neuen Design der Kammern wurde das Augenmerk auf eine Verbesserung der Gasumgebung, sowie eine erhöhte Anzahl von Drähten gelegt. Die aktuell am QCLAM-Spektrometer genutzten MWDCs werden mit einem Gasgemisch aus Ar-CO₂ betrieben. In diesem Gemisch ist eine schnelle Driftgeschwindigkeit der Elektronen, sowie der Ionen gegeben. Weiterhin ist nicht mit Polymerisation zu rechnen, weshalb das Gemisch auch im neuen Detektorsystem weiterhin genutzt werden wird.

Mechanischer Aufbau der aktuellen MWDCs am QCLAM-Spektrometer

Die MWDCs bestehen aus aufeinander gestapelten Stesalit-Platten, die zwischen zwei Aluminium-Platten liegen. Auf den Stesalit-Platten sind die Folien und die Drähte gespannt. Die Aluminium-Platten dienen zum einen der mechanischen Stabilität, zum anderen sind an ihnen die Gas- und Hochspannungsanschlüsse angebracht. Abbildung 8.1 zeigt diesen Aufbau. Zwischen den einzelnen Platten müssen Dichtringe angebracht werden, sodass das innere Gasvolumen, welches mit einem Reinstgasgemisch aus Ar und CO₂ gespült wird, von der Umgebungsluft abgetrennt wird. Da die Nuten mit den Dichtringen teilweise kopfüber auf die darunter liegenden Platten aufgesetzt werden müssen, ist es nicht

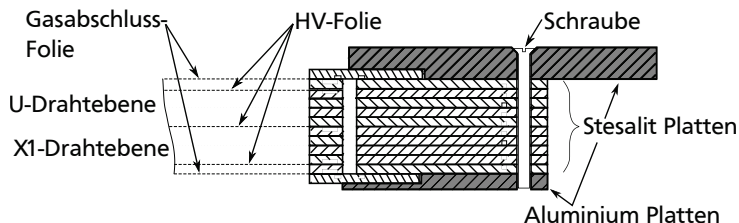


Abbildung 8.1.: Der Aufbau der momentan am QCLAM genutzten Kammern besteht aus aufeinander gestapelten Stesalit-Platten, die zwischen zwei Aluminium-Platten liegen. Auf den Stesalit-Platten sind die HV-Folien und die Drähte gespannt. Die Aluminium-Platten dienen zum einen der mechanischen Stabilität, zum anderen sind an Ihnen die Gas und Hochspannungsanschlüsse angebracht.

möglich den richtigen Sitz des Dichtrings zu gewährleisten. In Abschnitt A.2 wird die Erneuerung der kritischen Driftkammerkomponenten, zu welchen im Besonderen die Dichtringe gehören, genauer beschrieben. Nach der Reparatur konnte über die neu installierte Sauerstoffüberwachung (siehe Abschnitt 7) im Gas, welches die Kammern verlässt, ein Sauerstoffanteil von minimal 1200 ppm gemessen werden. Wie weiter oben beschrieben, ist dieser Sauerstoffanteil zu hoch. Ein guter Richtwert sind <200 ppm Sauerstoff im Gasgemisch.

Neues Detektor-Design

Das neue Design sieht vor, dass die Platten, auf denen die Drähte und die Hochspannungsfolien gespannt sind, in einem großen Gasvolumen liegen, welches nur mit zwei großflächigen Dichtungen nach außen abgedichtet ist. Hierdurch reduzieren sich die Möglichkeiten für Leckstellen und eine einfachere Montage wird möglich. Aus diesem Grund werden die Platten in einem Aluminiumgehäuse befestigt, dies ist in Abbildung 8.2 gezeigt. Weitere benötigte Materialien werden im Anhang beschrieben. Weiterhin wird der Abstand der Drähte von 3 mm

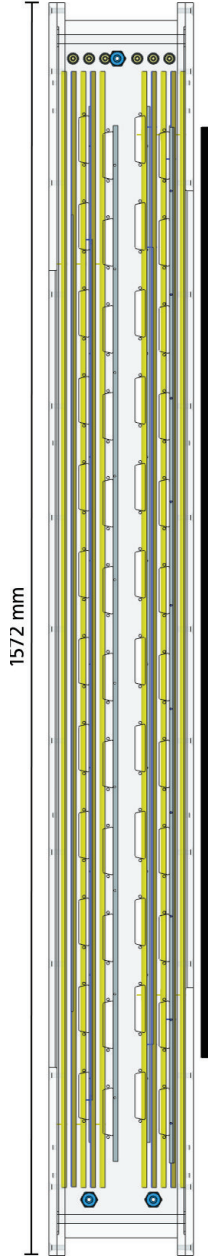


Abbildung 8.2.: 3D-Modell der neuen MWDCs. In gelb sind die Platten eingezeichnet auf welchen die Hochspannungsfolien geklebt werden. In braun sind die Drahtebenen dargestellt. Das Aluminiumgehäuse ist durchsichtig grau gezeigt, auf der Vorderseite sind zwei Gaszuflüsse und ein Gausausgang eingefügt. Auf der Rückseite sind die sechs Hochspannungsanschlüsse gezeigt. Die genutzten Stecker sind in Abschnitt A.3 an gebracht. Der schwarze Rahmen stellt den Vakuumabschlussflansch des Spektrometers dar.

auf 2,5 mm reduziert, sowie der Winkel zwischen den Drähten in den X- und der U-Ebenen auf 28,32° erhöht. Die Anzahl an Drähten an denen eine Elektronentrajektorie vorbeiführt kann in den X- und U- Ebenen berechnet werden zu

$$N_X = \frac{2H}{\tan(\varphi)s} \quad (8.1)$$

$$N_U = \frac{2H \cos(\beta)}{\tan(\varphi)s}, \quad (8.2)$$

mit H der Höhe der Driftzelle, φ dem Durchstosswinkel, s dem Drahtabstand und β dem Winkel zwischen den Drähten der X-Ebenen und der U-Ebenen. Durch die neuen Parameter erhöhen sich die möglichen Signale, die pro Elektronendurchgang gemessen werden können. Über die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Drahtes p kann errechnet werden, wie wahrscheinlich ein Cluster aus mindestens drei Drähten detektiert werden kann, wenn die Elektronentrajektorie an einer maximalen Anzahl von n_{\max} Drähten vorbeiführt. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ergibt sich daraus, dass in jeder der drei Drahtebenen ein Cluster detektiert werden muss, zu $(W_{\text{Cluster}})^3$

$$W_{\text{Cluster}} = \sum_{n=3}^{n_{\max}} \binom{n}{3} p^n (1-p)^{n-3}. \quad (8.3)$$

Für den momentanen Drahtabstand von 3 mm und den Drahtabstand der neuen Kammer von 2,5 mm und einer Einzeldrahtwahrscheinlichkeit von $p = 0.95$ ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit mit drei Drahtebenen in Abbildung 8.3 gezeigt. Zusätzlich hierzu wird die Rekonstruktionwahrscheinlichkeit für vier Drahtebenen gezeigt, wenn man davon ausgeht, dass man mit drei oder vier Durchstosspunkten eine Elektronentrajektorie berechnen kann. Dies im weiteren Verlauf des Abschnitts gezeigt. Man erkennt, dass insbesondere bei hohen Winkel ein verringerter Drahtabstand eine um bis zu 30 % höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ermöglicht. Dies erhöht die Effizienz der

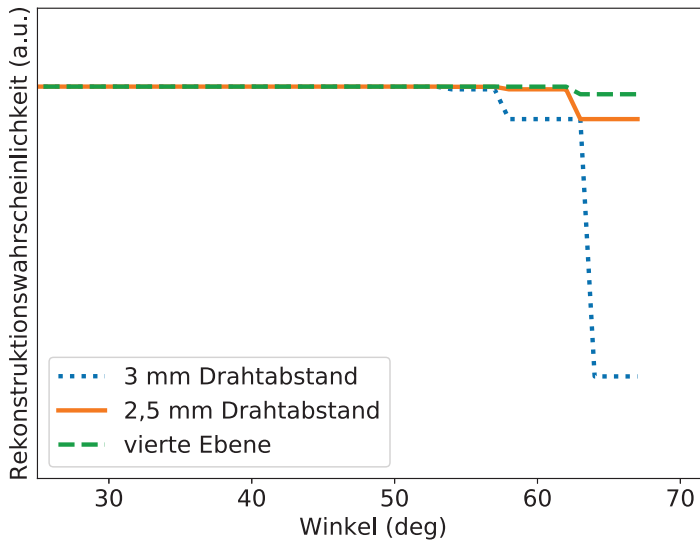


Abbildung 8.3.: Vergleich der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der momentanen QCLAM-MWDC mit einem Drahtabstand von 3 mm, mit einem reduzierten Drahtabstand von 2,5 mm und mit einem reduzierten Drahtabstand sowie einer zusätzlichen vierten Drahtebene, aufgetragen gegen den Durchstoßwinkel φ .

MWDCs, insbesondere im niederenergetischen Bereich, bei welchen hohe Winkel vermehrt auftreten.

Durch die größere Anzahl an angesprochenen Drähten ergibt sich ebenfalls eine erhöhte Genauigkeit in der Rekonstruktion der Durchstoßpunkte durch die Ebene. Diese werden über eine lineare Regression aus der Messung der Abstände der primären Ionisationspunkte gewonnen, siehe hierzu [90]. Bei dem Winkel des Solltrahls von 45° kann die Auflösung um 9 % verbessert werden, bei einem Winkel von 65° um bis zu 13 %, für die Rechnung hierzu siehe Abschnitt 8.1.1.

Aus diesem Grund ist es vorgesehen, dass eine weitere U-Ebene in der neuen Kammer eingesetzt wird. Die Drähte werden in dieser so eingebaut, dass sie zur U1-Ebene an der Längsachse der Kammer gespiegelt sind. Hierdurch ist es möglich die Elektronentrajektorie vollständig zu rekonstruieren. Im Folgenden wird beschrieben, wie die Rekonstruktion der Trajektorie mit vier Ebenen funktionieren kann. Zunächst müssen die Durchstoßpunkte x_{X1} , u_{U1} , x_{X2} , u_{U2} bestimmt werden, hierfür siehe [90]. Aus diesen lässt sich der Durchstoßwinkel ϕ berechnen über

$$\tan(\phi) = \frac{z_{X1,X2}}{x_{X1} - x_{X2}} \quad \text{oder} \quad (8.4)$$

$$\tan(\phi) = \frac{z_{U1,U2}}{(u_{U2} + \frac{120\text{mm}}{\tan(\alpha)}) - u_{U1}}, \quad (8.5)$$

wobei α den Verkippwinkel der Drähte der U-Ebenen gegen die X-Ebenen und Z den Abstand zwischen den jeweiligen Ebenen beschreibt. Aus dem Winkel ϕ und x_{X1} oder x_{X2} können x_{U1} und x_{U2} berechnet werden

$$x_{U1} = \frac{z_{X1,U1}}{\tan(\phi)} + x_{X1}. \quad (8.6)$$

Aus dem Schnittpunkt von u_{U1} und x_{U1} bzw. u_{U2} und x_{U2} kann die Y-Komponente in der jeweiligen U-Ebene berechnet werden:

$$y = \frac{1}{\tan \gamma} (x_{Ui} - (u_{Ui} + x_{Xi,Ui})). \quad (8.7)$$

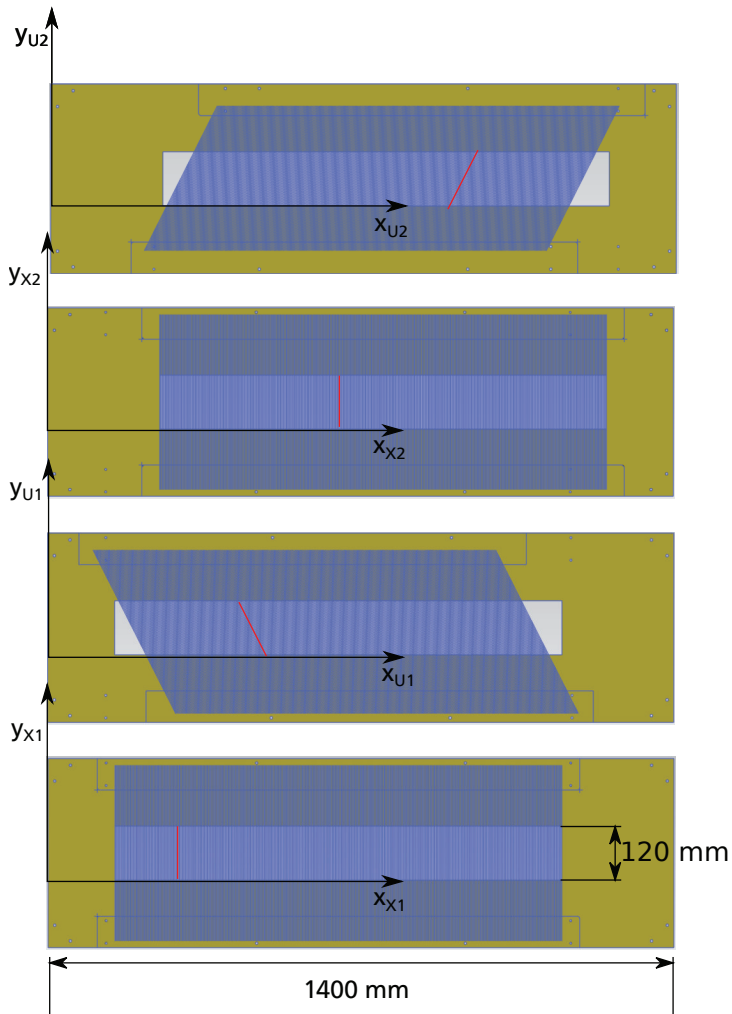


Abbildung 8.4.: Zeichnungen der neu geplanten Ebenen von unten nach oben X_1 , U_1 , X_2 , U_2 . In blau sind die Drähte eingezeichnet, in rot die messbaren Größen pro Ebene. Aus diesen kann man den Druchstoßwinkel, sowie zwei X - und zwei Y -Komponenten berechnen. Aus diesen kann eine Trajektorie des am Target gestreuten Elektrons berechnet werden.

Hier beschreibt γ den Verkippwinkel der Drähte zwischen der X und den U-Ebenen und $x_{Xi,Ui}$ dem Abstand der ersten Drähte der jeweiligen X- und U-Ebene.

Hochspannungsversorgung

Jede Hochspannungsfolie in der neuen MWDC wird separat mit Spannung versorgt. Die Hochspannungsfolien können vereinfacht als Kondensator angesehen werden. Somit muss während des Ladevorgangs (anschalten der Hochspannung) gelten

$$I = C \cdot \frac{dU}{dt}, \quad (8.8)$$

mit C der Kapazität, I dem Ladestrom und dU/dt dem Spannungsanstieg. Diese Kapazität muss konstant sein. Durch eine Messung des Ladestroms, bei gleichem Spannungsanstieg kann so bei jedem hochfahren der Kammer überprüft werden, ob Veränderungen an den HV-Folien oder den Drähten vorliegen. Hierfür wurde im neuen Design für jede HV-Folie ein eigener SHV-Stecker eingeplant, sodass dies an allen Ebenen der Kammer unabhängig voneinander überprüft werden kann. In der momentanen Kammer sind die Hochspannungsfolien nur an einer Stelle über einen Leitleber mit der Hochspannungsversorgung verbunden, siehe dazu Abbildung A.8. In der neuen Kammer ist vorgesehen, dass eine Kupferlitze in die Platten, auf welchen die Hochspannungsfolien gespannt werden, eingelassen wird und über die ganze Länge der Folie mit Leitleber mit ihr verbunden wird.

8.1 Testverfahren

Nach dem Bau der MWDC muss der Arbeitspunkt der MWDC festgestellt werden. Dies bedeutet, dass Messungen der Effizienz und des Auflösungsvermögens bei verschiedenen Gaszusammensetzungen und Hochspannungseinstellung durchgeführt werden müssen, um optimale Parameter festzusetzen.

8.1.1 Auflösungsvermögen

Zum einen bietet sich hier das Testverfahren an, welches schon in den Arbeiten von [86] genutzt und in [157] vorgestellt wurde. Für dieses Verfahren werden nur Drahtcluster beachtet, bei denen jeweils zwei primäre Ionisationspunkte unterhalb und zwei oberhalb der Drahtebe-
ne liegen. Da man davon ausgeht, dass die Elektronentrajektorie durch die MWDC eine Gerade und die Driftgeschwindigkeit konstant ist, muss für die gemessenen Driftzeiten t_i gelten

$$\Delta t = |t_1 - t_2| - |t_3 - t_4| = 0 \quad (8.9)$$

Die Abweichung dieser Gleichung von 0 kann als Auflösungsvermögen interpretiert werden. Die Unsicherheit in Δt berechnet sich zu $\sigma_{\Delta t} = \sqrt{\sigma_{t_1}^2 + \sigma_{t_2}^2 + \sigma_{t_3}^2 + \sigma_{t_4}^2}$. Für die Ortsauflösung einer Driftzelle folgt damit:

$$\sigma_z = \frac{1}{2} v_d \sigma_{\Delta t}. \quad (8.10)$$

Es ist ebenfalls möglich das Auflösungsvermögen unabhängig der oben genannten Einschränkungen zu bestimmen. Zur Bestimmungen der Durchstoßpunkte wird, wie in [90], eine lineare Regression der Driftstrecken genutzt. Das χ^2 der Datenanpassung an die Driftwege z_i ist

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(z_i^{\text{exp}} - z_i^{\text{theo}})^2}{\sigma_i^2}, \quad (8.11)$$

n ist die maximale Anzahl angesprochener Drähte, z_i^{theo} ergibt sich aus der linearen Regression. Das reduzierte χ_{red}^2 ergibt sich zu

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\chi^2}{n-2}, \quad (8.12)$$

die Normierung mit $n-2$ folgt aus der Datenanpassung mit einer Geraden, wodurch sich die Freiheitsgrade mit $n_f = n-2$ berechnen. Falls

die Abweichungen der Driftstrecken nur statistischer Natur sind, gilt $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$. Wenn die Unsicherheiten σ_i als konstant angenommen werden, ergibt sich für

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (z_i^{\text{exp}} - z_i^{\text{theo}})^2}{\sigma_i^2(n-2)}. \quad (8.13)$$

Die Abweichung von $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$ kann als Abweichung σ_z^2 der Abstandbestimmung des Primärionisationspunktes z angesehen werden. Die Größe σ_z^2 kann für jeden Winkel und jede Clustergröße berechnet werden. Hierdurch ist es möglich die Auflösung auch winkelabhängig zu überprüfen. Aus Gleichung (8.13) ist zu erkennen, dass eine größere Anzahl an gemessenen Driftzeiten und somit Driftstrecken eine verbesserte Auflösung in den Durchstossunkten liefern muss.

8.1.2 Effizienz

Um eine Gesamteffizienz der MWDC zu bestimmen, ist es nötig zunächst die Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit zu kennen. Diese ist das Verhältnis von Signalen, die ein Draht tatsächlich abgeben hat und Signalen, die er abgeben haben sollte

$$\tau = \frac{n_{\text{tat}}}{n_{\text{soll}}}. \quad (8.14)$$

Betrachtet man Elektronentrajektorien, die an einer ungradzahligen Anzahl von Drähten $n \geq 5$ vorbeiführen, wie es in Abbildung 8.5 gezeigt ist, so sollten alle Drähte ein Signal abgeben. Wenn man die Driftzeiten $t_1, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7, t_8$ und t_9 misst, so ist klar, dass t_2 ebenfalls ein Signal liefern muss. Über τ kann somit für jeden Draht in der Kammer eine Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit bestimmt werden. Aus diesen lassen sich wiederum die Clusterwahrscheinlichkeiten, sowie die Gesamteffizienz der Kammer bestimmen. Für diesen muss zum einen die Effizienz gegen die Hochspannung aufgetragen werden, welche an

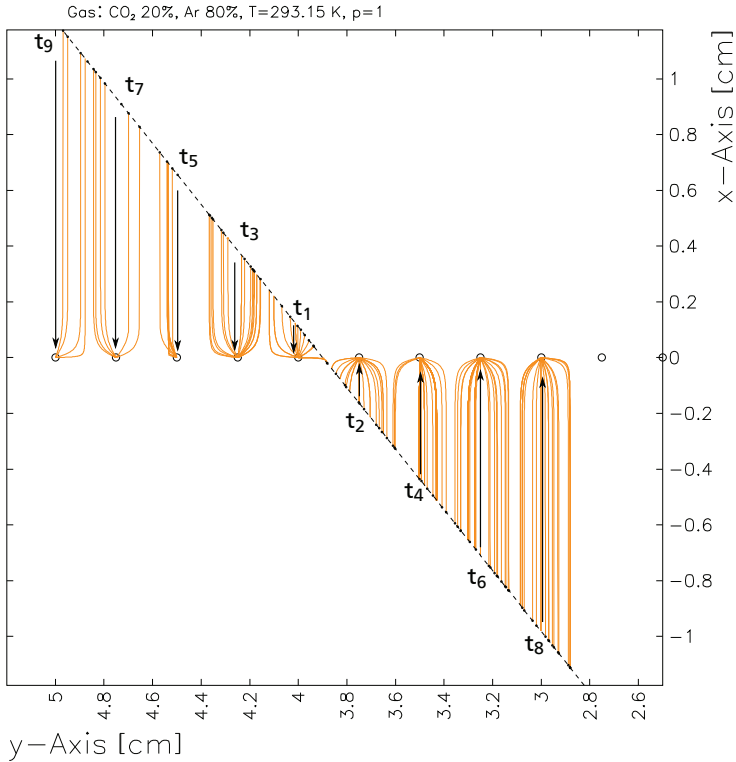


Abbildung 8.5.: Mit Garfield simulierte Driftwege bei einem Ar-CO₂-Gasmisch im Verhältnis 80:20 bei einer angelegten Hochspannung von 5,6 kV sowie eingezeichnete Driftzeiten.

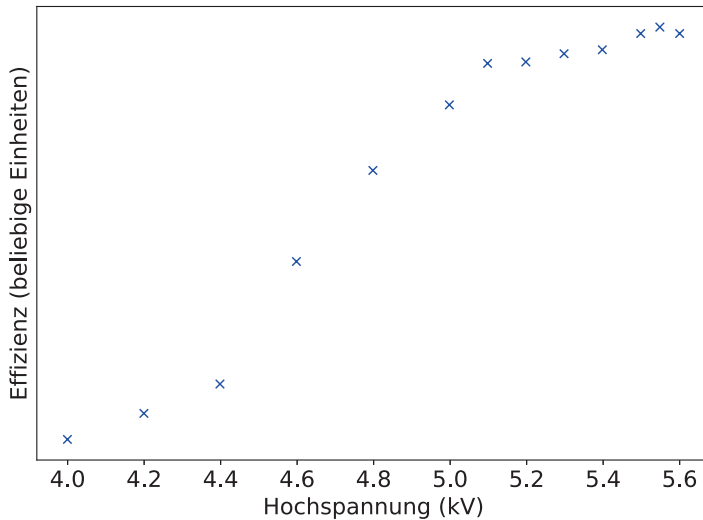


Abbildung 8.6.: Messung der Einzeldrahteffizienz der aktuell am QCLAM-Spektrometer genutzten MWDCs. Die Labormessung wurde mit einem Gasgemisch aus Ar und CO₂ im Verhältnis von 80:20 durchgeführt. Es bildet sich ein Effizienzplateau um 5,3 kV aus.

den Folien angelegt wird. Zum anderen muss der Strom beachtet werden, welcher über die Folien fließt. Der optimale Arbeitspunkt befindet sich im Bereich der höchsten Effizienz und gleichzeitig möglichst weit entfernt von der Durchbruchsspannung der Kammer. Diese ist durch einen starken Anstieg des Stroms in der Kammer gekennzeichnet. In Abbildung 8.6 ist eine Labormessung der Einzeldrahteffizienz gegen die Hochspannung der aktuellen MWDCs gezeigt. Die vorgestellten Testverfahren sollten zunächst im Labor genutzt werden, um den optimalen Arbeitspunkt der Kammer festzustellen. Hierbei können beim Gasgemisch, wie auch bei der Hochspannung weite Bereiche getestet werden. Danach sollten die Tests mit kleineren Parameterräumen unter Strahlbedingungen wiederholt werden, da zumindest mit den momentan genutzten Kammern ein unterschiedliches Verhalten im Labor und am Spektrometer selbst festgestellt werden konnte.

9 Ausblick

Die Baupläne der MWDC sind fertig gestellt und Firmen für den Bau der Komponenten gefunden. Der Aufbau der Kammern, sowie das Spannen der Drähte wird in Zusammenarbeit mit dem Detektorlabor des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung von statten gehen. Durch die Reduktion der Signaldrahtabstände auf 2,5 mm wird sich eine Erhöhung der Effizienz um bis zu 30 % im Niederenergiebereich der Kammern einstellen. Durch den neuen Drahtabstand wird ebenfalls die Energieauflösung der MWDC um bis zu 13 % verbessert werden. Damit die Verbesserung der Auflösung tatsächlich gemessen werden kann, wird es vermutlich nötig sein die Massenbelegung des Vakuumsabschlussflansches des QCLAM-Spektrometers zu reduzieren. Dieser ist momentan mit einer Kombination aus einem Kevlar Gitter mit einer Dicke 200 μm und einer Mylarfolie mit einer Dicke von 50 μm beklebt. In Zusammenarbeit mit der Vakuumabteilung des KPH an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz wurde ein zweiter Abschlussflansch mit einer Kaptofolie mit einer Massenbelegung von 125 μm bespannt. Tests mit dieser Folie stehen noch aus. Durch die Verringerung der Massenbelegung kann eine Verbesserung der Winkelauflösung in der X_2 -Ebene um bis zu 33 % erreicht werden. In Abbildung 9.1 ist das Verhältnis der Unsicherheit der Winkelauflösung des alten Detektorsystems und des neu geplanten Detektorsystems winkelabhängig gezeigt. Durch die erhöhte Anzahl an Drähten pro Ebene und der vierten neu hinzugefügten Ebene, müssen zusätzliche Elektronikmodule zur vollständigen Auslese der MWDCs gekauft werden. Für einen Betrieb mit drei Ebenen sind genügend Module vorhanden. Eine Anpassung der in [90] vorgestellten Datenaufnahme ist in jeden Falle von Nöten. Ein neues Gasmischsystem, bestehend aus Multigascontroller [158] und vier Massenflussreglern [159] ist im Aufbau. Es wurden Massenflussregler mit einer Teflonichtung verwendet. Diese sind ebenfalls für andere Gase wie Isobutan geeignet. Für den Aufbau der zukünftigen Kammer muss der Blubber

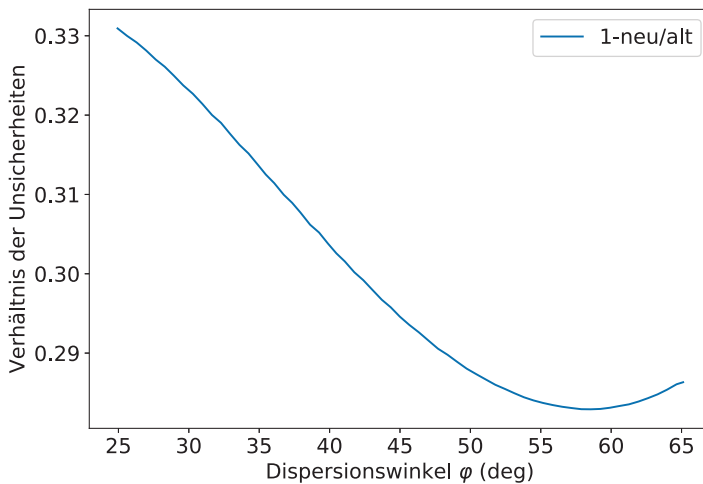


Abbildung 9.1.: Durch die geringere Massenbelegung der neuen Vakuumabschlussflanschfolie ergibt sich eine Verringerung der Unsicherheiten der Winkelauflösung in der X_2 -Ebene um bis zu 33 %. Der Verlauf der Auflösung entsteht durch die unterschiedliche maximale Anzahl von Drähten, an welcher eine Elektronentrajektorie vorbeiführt.

am Ende des Gasflusssystems durch einen Differentialdrucksensor ersetzt werden. Hierdurch erhält man eine Kontrollmöglichkeit, ob Gas durch die MWDCs fließt, sowie eine Möglichkeit der Überwachung des Drucks des Gases in der Kammer, ohne der Gefahr ausgesetzt zu sein, dass Fremdstoffe aus dem Silikonöl des Blubbers in die Kammer wandern.

Literatur

- [1] H. Geiger, E. Marsden und E. Rutherford. “On a diffuse reflection of the α -particles”. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 82.557 (1909), S. 495–500. DOI: 10.1098/rspa.1909.0054.
- [2] H. Geiger und E. Marsden. “LXI. The laws of deflexion of a particles through large angles”. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 25.148 (1913), S. 604–623. DOI: 10.1080/14786440408634197.
- [3] E. Rutherford. “LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom”. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 21.125 (1911), S. 669–688. DOI: 10.1080/14786440508637080.
- [4] J. Chadwick. “The existence of a neutron”. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 136.830 (1932), S. 692–708. DOI: 10.1098/rspa.1932.0112.
- [5] W. Heisenberg. “Über den Bau der Atomkerne. I”. In: *Zeitschrift für Physik* 77.1 (1932), S. 1–11. DOI: 10.1007/BF01342433.
- [6] E. Fermi. “Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases”. In: *Zeitschrift für Physik* 36.11 (1926), S. 902–912. DOI: 10.1007/BF01400221.
- [7] G. Gamow und E. Rutherford. “Mass defect curve and nuclear constitution”. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 126.803 (1930), S. 632–644. DOI: 10.1098/rspa.1930.0032.

-
- [8] A. Bohr und B. R. Bottelson. “Collective and individual particle aspects of nuclear structure - 2nd ed”. In: (1957).
- [9] R. Hofstadter, B. Hahn und D. G. Ravenhall. “High-energy electron scattering and the charge distributions of selected nuclei”. In: *Physical Review* 101.3 (1956), S. 1131.
- [10] R. Hofstadter. “Nobelpreisrede von Robert Hofstadter”. In: (1961).
- [11] C. Wilson. “On the Cloud Method of Making Visible Ions and the Tracks of Ionizing Particles”. In: *Nobel Lecture* (1927).
- [12] G. Charpak et al. “The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 62.3 (Juli 1968), S. 262–268. DOI: 10.1016/0029-554X(68)90371-6.
- [13] G. Charpak und F. Sauli. “Multiwire proportional chambers and drift chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 162.1 (Juni 1979), S. 405–428. DOI: 10.1016/0029-554X(79)90726-2.
- [14] J. Heintze und A. Walenta. “A multiwire driftchamber with high space and time resolution”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 111.3 (Sep. 1973), S. 461–465. DOI: 10.1016/0029-554X(73)90203-6.
- [15] E. Wigner. “On the Consequences of the Symmetry of the Nuclear Hamiltonian on the Spectroscopy of Nuclei”. In: *Physical Review* 51.2 (Jan. 1937), S. 106–119. DOI: 10.1103/PhysRev.51.106.
- [16] G. Racah. “Theory of Complex Spectra. IV”. In: *Physical Review* 76.9 (Nov. 1949), S. 1352–1365. DOI: 10.1103/PhysRev.76.1352.
- [17] F. Iachello. *Lie Algebras and Applications*. Bd. 891. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-662-44494-8.

-
- [18] F. Iachello und A. Arima. *The interacting boson model*. OCLC: 992870067. 1987.
- [19] F. Iachello und P. v. Isacker. *The interacting boson-fermion model*. OCLC: 849796463. Cambridge University Press, 1991.
- [20] R. Bijker und F. Iachello. “The Algebraic Cluster Model: Three-Body Clusters”. In: *Annals of Physics* 298.2 (Juni 2002), S. 334–360. DOI: 10.1006/aphy.2002.6255.
- [21] F. Iachello. “Algebraic methods for molecular rotation-vibration spectra”. In: *Chemical Physics Letters* 78.3 (März 1981), S. 581–585. DOI: 10.1016/0009-2614(81)85262-1.
- [22] D. Brink et al. “Investigation of the alpha-particle model for light nuclei”. In: *Physics Letters B* 33.2 (Sep. 1970), S. 143–146. DOI: 10.1016/0370-2693(70)90284-4.
- [23] V. Della Rocca, R. Bijker und F. Iachello. “Single-particle levels in cluster potentials”. In: *Nuclear Physics A* 966 (Okt. 2017), S. 158–184. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.06.032.
- [24] R. Bijker und F. Iachello. “Cluster states in nuclei as representations of a $U(\nu+1)$ group”. In: *Phys. Rev. C* 61 (6 2000), S. 067305. DOI: 10.1103/PhysRevC.61.067305.
- [25] M. Chernykh et al. “Structure of the Hoyle State in C^{12} ”. In: *Physical review letters* 98 (Feb. 2007), S. 032501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.032501.
- [26] F. Hoyle, M. Wilson und P. Observatories. “On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel.” In: *Astrophysical Journal Supplement* 1 (1954), S. 121.
- [27] M. Chernykh et al. “Pair Decay Width of the Hoyle State and its Role for Stellar Carbon Production”. In: *Physical Review Letters* 105.2 (Juli 2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.022501.

-
- [28] D. J. Marin-Lambarri et al. “Evidence for Triangular D_{3h} Symmetry in ¹²C”. In: *Physical Review Letters* 113.1 (30. Juni 2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.012502.
- [29] M. Freer et al. “Microscopic Clustering in Light Nuclei”. In: *Reviews of Modern Physics* 90.3 (Aug. 2018). arXiv: 1705.06192, S. 035004. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.035004.
- [30] E. Epelbaum et al. “Ab Initio Calculation of the Hoyle State”. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (19 2011), S. 192501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.192501.
- [31] Y. Kanada-En’yo. “The Structure of Ground and Excited States of ¹²C”. In: *Progress of Theoretical Physics* 117.4 (Apr. 2007), S. 655–680. DOI: 10.1143/PTP.117.655.
- [32] E. Epelbaum et al. “Structure and Rotations of the Hoyle State”. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (25 2012), S. 252501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.252501.
- [33] W. R. Zimmerman et al. “Unambiguous Identification of the Second 2⁺ State in ¹²C and the Structure of the Hoyle State”. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (15 2013), S. 152502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.152502.
- [34] K. Kravvaris und A. Volya. “Study of Nuclear Clustering from an Ab Initio Perspective”. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (6 2017), S. 062501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.062501.
- [35] C. Forssén, R. Roth und P. Navrátil. “Systematics of 2⁺ states in C isotopes from the no-core shell model”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 40.5 (2013), S. 055105. DOI: 10.1088/0954-3899/40/5/055105.
- [36] S. C. Pieper. “Quantum Monte Carlo Calculations of Light Nuclei”. In: *Nuclear Physics A* 751 (2005). Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 1), S. 516–532. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.018>.

-
- [37] P. Maris et al. “C 12 properties with evolved chiral three-nucleon interactions”. In: *Physical Review C* 90.1 (18. Juli 2014). DOI: 10.1103/PhysRevC.90.014314.
- [38] B. R. Barrett, P. Navrátil und J. P. Vary. “Ab initio no core shell model”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 69 (März 2013), S. 131–181. DOI: 10.1016/j.ppnp.2012.10.003.
- [39] P. Navrátil et al. “Structure of $A = 10 - 13$ Nuclei with Two- Plus Three-Nucleon Interactions from Chiral Effective Field Theory”. In: *Physical Review Letters* 99.4 (25. Juli 2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.042501.
- [40] P. Navrátil et al. “Recent developments in no-core shell-model calculations”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 36.8 (1. Aug. 2009), S. 083101. DOI: 10.1088/0954-3899/36/8/083101.
- [41] R. Roth und P. Navrátil. “Ab Initio Study of Ca 40 with an Importance-Truncated No-Core Shell Model”. In: *Physical Review Letters* 99.9 (Aug. 2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.092501.
- [42] R. Roth. “Importance truncation for large-scale configuration interaction approaches”. In: *Physical Review C* 79.6 (29. Juni 2009). DOI: 10.1103/PhysRevC.79.064324.
- [43] A. Tichai et al. “Natural orbitals for *ab initio* no-core shell model calculations”. In: *Physical Review C* 99.3 (März 2019). DOI: 10.1103/PhysRevC.99.034321.
- [44] E. Epelbaum et al. “*Ab Initio* Calculation of the Hoyle State”. In: *Physical Review Letters* 106.19 (9. Mai 2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.192501.
- [45] E. Epelbaum et al. “Structure and Rotations of the Hoyle State”. In: *Physical Review Letters* 109.25 (17. Dez. 2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.252501.

-
- [46] T. Neff und H. Feldmeier. “The Hoyle state and its relatives”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 569 (8. Dez. 2014), S. 012062. DOI: 10.1088/1742-6596/569/1/012062.
- [47] Y. Yoshida und Y. Kanada-En’yo. “ 3α cluster structure and monopole transition in ^{12}C and ^{14}C ”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2016.12 (Dez. 2016), S. 123D04. DOI: 10.1093/ptep/ptw178.
- [48] E. Gebrerufael et al. “Ab Initio Description of Open-Shell Nuclei: Merging No-Core Shell Model and In-Medium Similarity Renormalization Group”. In: *Phys. Rev. Lett.* 118 (15 2017), S. 152503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.152503.
- [49] M. Freer und H. Fynbo. “The Hoyle state in ^{12}C ”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 78 (2014), S. 1–23. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2014.06.001>.
- [50] A. Calci und R. Roth. “Sensitivities and correlations of nuclear structure observables emerging from chiral interactions”. In: *Physical Review C* 94.1 (29. Juli 2016). DOI: 10.1103/PhysRevC.94.014322.
- [51] E. Gebrerufael. “In-Medium No-Core Shell Model for Ab Initio Nuclear Structure Calculations”. Diss. Darmstadt: Technische Universität, 2017.
- [52] A. D’Alessio et al. “Precision Measurement of the $B(E2)$ Strength of the $2+1$ State of ^{12}C ”. In: (). Paper in Vorbereitung.
- [53] T. Mongelli. in Vorbereitung. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt.
- [54] B. Pritychenko et al. “Tables of $E2$ transition probabilities from the first $2+$ states in even–even nuclei”. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 107 (Jan. 2016), S. 1–139. DOI: 10.1016/j.adt.2015.10.001.
- [55] W. Vermeer et al. “Electric quadrupole moment of the first excited state of ^{12}C ”. In: *Physics Letters B* 122.1 (Feb. 1983), S. 23–26. DOI: 10.1016/0370-2693(83)91160-7.

-
- [56] M. K. Raju et al. "Reorientation-effect measurement of the first 2 + state in 12 C: Confirmation of oblate deformation". In: *Physics Letters B* 777 (Feb. 2018), S. 250–254. DOI: 10.1016/j.physletb.2017.12.009.
- [57] M. Baranger und E. Vogt. *Advances in Nuclear Physics: Volume 1*. OCLC: 853259143. Boston, MA: Springer US, 1968.
- [58] G. Breit, R. L. Gluckstern und J. E. Russell. "Reorientation Effect in Coulomb Excitation". In: *Phys. Rev.* 103 (3 1956), S. 727–738. DOI: 10.1103/PhysRev.103.727.
- [59] C. Bauer. "Level lifetimes and quadrupole moments from projectile Coulomb excitation of A 130 nuclei". Zugl.: Darmstadt, Techn. Univ., Diss., 2013. Diss. München, 2013.
- [60] D. Schwalm et al. "Reorientation measurements using the doppler-shift method: static quadrupole moments of 20Ne, 22Ne, 24Mg, 26Mg and 28Si". In: *Nuclear Physics A* 192.3 (Sep. 1972), S. 449–495. DOI: 10.1016/0375-9474(72)90086-3.
- [61] K. Alder, Hrsg. *Coulomb excitation : a collection of reprints*. New York, 1966.
- [62] C. Romig et al. "Direct determination of ground-state transition widths of low-lying dipole states in 140Ce with the self-absorption technique". In: *Physics Letters B* 744 (2015), S. 369–374. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.04.013>.
- [63] H. Überall. *Electron scattering from complex nuclei*. Amsterdam, Boston: Academic Press.
- [64] R. Hofstadter. "Electron scattering and nuclear structure". In: *Reviews of Modern Physics* 28.3 (1956), S. 214.
- [65] N. F. Mott. "The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei". In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 124.794 (1929), S. 425–442.

-
- [66] B. A. Lippmann und J. Schwinger. "Variational Principles for Scattering Processes. I". In: *Physical Review* 79.3 (Aug. 1950), S. 469–480. DOI: 10.1103/PhysRev.79.469.
- [67] M. Angst und F. Jülich, Hrsg. *Scattering methods for condensed matter research: towards novel applications at future sources ; lecture notes of the 43rd IFF Spring School 2012*. Schriften des Forschungszentrums Jülich Reihe Schlüsseltechnologien Bd. 33. OCLC: 830749999. Jülich: Forschungszentrum Jülich.
- [68] J. W. Negele und E. Vogt. *Advances in Nuclear Physics*. OCLC: 840283138. Boston, MA: Springer US.
- [69] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure -*. Bd. 36. A Series of Monographs and Textbooks. Singapur: World Scientific.
- [70] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*. Singapur: World Scientific.
- [71] H. Theissen. "Spectroscopy of light nuclei by low energy (< 70 MeV) inelastic electron scattering". In: *Springer Tracts in Modern Physics, Volume 65: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Volume 65*. Hrsg. von G. Höhler. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 1–57. DOI: 10.1007/BFb0041391.
- [72] A. Wolf et al. "Magnetic moments of $21+$ states as a probe of the effective proton boson number near the $Z = 64$ subshell". In: *Physics Letters B* 123.3 (März 1983), S. 165–168. DOI: 10.1016/0370-2693(83)90414-8.
- [73] H. Mach, R. Gill und M. Moszyński. "A method for picosecond lifetime measurements for neutron-rich nuclei". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 280.1 (Aug. 1989), S. 49–72. DOI: 10.1016/0168-9002(89)91272-2.
- [74] Z. Berant et al. "g factor of 4_1^+ states in the $N=82$ isotones ^{136}Xe and ^{138}Ba ". In: *Phys. Rev. C* 31 (2 1985), S. 570–574. DOI: 10.1103/PhysRevC.31.570.

-
- [75] R. A. Meyer und R. D. Griffioen. “Two-Phonon Triplet in ^{136}Ba and Decay of ^{136}La ”. In: *Phys. Rev.* 186 (4 1969), S. 1220–1226. DOI: 10.1103/PhysRev.186.1220.
- [76] B. Pritychenko et al. “The Nuclear Science References (NSR) database and Web Retrieval System”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 640.1 (Juni 2011), S. 213–218. DOI: 10.1016/j.nima.2011.03.018.
- [77] R. Casten. *Nuclear structure from a simple perspective*. Oxford studies in nuclear physics. New York: Oxford University Press.
- [78] A. Kamal. *Nuclear physics*. 1st edition. Graduate texts in physics. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg.
- [79] A. Richter. “Operational Experience at the S-DALINAC”. In: *Epac 96 - Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference*. EPAC. 3. Sitges(Barcelona), 1996, S. 110.
- [80] M. Arnold et al. “Construction and Status of the Thrice Recirculating S-DALINAC”. In: *Proceedings of IPAC2017*. IPAC 2017. Copenhagen, 2017, S. 4.
- [81] K. Sonnabend et al. “The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 640.1 (Juni 2011), S. 6–12. DOI: 10.1016/j.nima.2011.02.107.
- [82] L. Jürgensen. “Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems für den S-DALINAC”. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität, 2018.
- [83] D. Savran et al. “The low-energy photon tagger NEPTUN”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 613.2 (Feb. 2010), S. 232–239. DOI: 10.1016/j.nima.2009.11.038.

-
- [84] K. Lindenbergh. "Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN". Dissertation. Darmstadt: TU Darmstadt, 2007.
- [85] M. Knirsch. "Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit grossem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC". Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 1991.
- [86] K.-D. Hummel. "Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtkammer-Detektors für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers". Diss. Darmstadt: TH Darmstadt, 1992.
- [87] J. Horn. "Entwicklung und Integration eines schnellen Kontrollsystems für den S-DALINAC und Weiterentwicklung der Vieldrahtdriftkammern im QCLAM-Spektrometer". Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 1997.
- [88] S. Dieterich. "Kalibrierung des QCLAM Spektrometers am S-DALINAC". Diplomarbeit. Darmstadt.
- [89] B. Reitz. "Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchung der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(e,e')$ und $^{58}\text{Ni}(e,e')$ unter 180° ". Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 2000.
- [90] M. Singer. "Entwicklung und Inbetriebnahme eines neuen Datenaufnahmesystems am QCLAM-Spektrometer". Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 2019.
- [91] H. Diesener. "Studium von Anregung und Zerfall elektrischer Riesenresonanzen in $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$ - und $^{40}\text{Ca}(p,p'x)$ - Reaktionen". Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 1995.
- [92] U. Helm. "Untersuchung von Anregung und Zerfall der Riesenresonanzen in ^{40}Ca durch $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente". Diss. 1990.

-
- [93] A. Stascheck. “Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion $90\text{ Zr}(e,e'p)$ 89Y und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC”. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 2008.
- [94] S. Strauch. “Untersuchung der Anregung und des Zerfalls elektrischer Riesenresonanzen in der Reaktion $48\text{ Ca}(e,e'n)$ ”. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 1998.
- [95] M. Chernykh. “Electron scattering on ^{12}C , the structure of the hoyle state and a neutron ball for $(e,e'n)$ experiments at the S-DALINAC”. Diss. Göttingen: TU Darmstadt, 2008.
- [96] G. Steinhilber. in Vorbereitung. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt.
- [97] G. C. Lüttge. “Entwicklung und Aufbau eines Magnetsystems für Elektronenstreuung unter 180° und vollständige Bestimmung der magnetischen Dipol- und Quadrupolstärkeverteilung in ^{28}Si ”. Diss. 1994.
- [98] D. Schüll. “Aufbau und Erprobung eines Vielkanaldetektorsystems am 169.7° -Spektrometer des Darmstädter Elektronenlinnearbeschleunigers und Untersuchung von Kernzuständen in ^9Be mit unelastischer Elektronenstreuung”. Diss. Darmstadt: TH Darmstadt, 1975.
- [99] H.-D. Gräf et al. “High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC)”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (Juli 1978), S. 9–15. DOI: 10.1016/0029-554X(78)90611-0.
- [100] T. Walcher et al. “High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC)”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (Juli 1978), S. 17–28. DOI: 10.1016/0029-554X(78)90612-2.

-
- [101] D. Schüll et al. "High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC)". In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (Juli 1978), S. 29–41. DOI: 10.1016/0029-554X(78)90613-4.
- [102] J. Foh et al. "High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC) IV. Data processing". In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (Juli 1978), S. 43–50. DOI: 10.1016/0029-554X(78)90614-6.
- [103] J. Gotthart. "Installation eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems am 169°-Spektrometer des S-DALINAC". Diplomarbeit. Darmstadt: TH Darmstadt, 1994.
- [104] A. W. Lenhardt. "Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektors für das 169°-Spektrometer am S-DALINAC". Diss. Darmstadt: Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt, 2005.
- [105] A. W. Lenhardt. "Entwicklung einer Auslese-Elektronik für Siliziummikrostreifenzähler zum Einsatz als Detektor für minimalionisierende Elektronen am 169°-Spektrometer des S-DALINAC". Diplomarbeit. Darmstadt: TU Darmstadt, 1999.
- [106] S. Bassauer. "Weiterentwicklung der Online-Datenanalyse sowie der Ladungs- und Stromauslese am LINTOTT-Spektrometer". Bachelor Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2012.
- [107] M. Hilcker. "Kalibrieren der Effizienz von Siliziumstreifenzählern im LINTOTT Spektrometer durch Aufnahme eines Beta-Spektrums". Bachelor Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2013.
- [108] H. Ikegami. "Second-Order Properties of Double-Focusing Spectrometer with Nonuniform Magnetic Field". In: *Review of Scientific Instruments* 29.11 (Nov. 1958), S. 943–948. DOI: 10.1063/1.1716064.

-
- [109] O. Burda. “Nature of Mixed-Symmetry 2+ States in ^{94}Mo from High-Resolution Electron and Proton Scattering and Line Shape of the First Excited $1/2^+$ State in ^9Be ”. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 2007.
- [110] R. Pitthan et al. “Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in $\text{Au } 197$ and $\text{Pb } 208$ between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons”. In: *Physical Review Letters* 33.14 (Sep. 1974), S. 849–852. DOI: 10.1103/PhysRevLett.33.849.
- [111] F. Hofmann et al. “Magnetic dipole transitions in ^{32}S from electron scattering at 180° ”. In: *Physical Review C* 65.2 (15. Jan. 2002). DOI: 10.1103/PhysRevC.65.024311.
- [112] A. Schmidt. “Untersuchung möglicher Korrelationen zwischen Strahl- und Beschleunigerparametern, sowie Definition einer Fitfunktion für ein Elektronenstreuungsspektrum am Lintott-Spektrometer”. Miniforschung. Darmstadt: TU Darmstadt, 2017.
- [113] L. W. Mo und Y. S. Tsai. “Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and up Scattering”. In: *Reviews of Modern Physics* 41.1 (Jan. 1969), S. 205–235. DOI: 10.1103/RevModPhys.41.205.
- [114] F. Kline et al. “Elastic electron scattering from ^{14}C ”. In: *Nuclear Physics A* 209.2 (Juli 1973), S. 381–395. DOI: 10.1016/0375-9474(73)90585-X.
- [115] W. Reuter et al. “Nuclear charge distribution and rms radius of $\text{C } 12$ from absolute elastic electron scattering measurements”. In: *Physical Review C* 26.3 (1. Sep. 1982), S. 806–818. DOI: 10.1103/PhysRevC.26.806.
- [116] I. Sick und J. McCarthy. “Elastic electron scattering from ^{12}C and ^{16}O ”. In: *Nuclear Physics A* 150.3 (Juli 1970), S. 631–654. DOI: 10.1016/0375-9474(70)90423-9.

-
- [117] J. Jansen, R. Peerdeman und C. De Vries. "Nuclear charge radii of ^{12}C and ^9Be ". In: *Nuclear Physics A* 188.2 (Juni 1972), S. 337–352. DOI: 10.1016/0375-9474(72)90062-0.
- [118] H. Crannell. "Elastic and Inelastic Electron Scattering from ^{12}C and ^{16}O ". In: *Physical Review* 148.3 (19. Aug. 1966), S. 1107–1118. DOI: 10.1103/PhysRev.148.1107.
- [119] H. Crannell et al. "A determination of the transition widths of some excited states in ^{12}C ". In: *Nuclear Physics A* 90.1 (Jan. 1967), S. 152–158. DOI: 10.1016/0375-9474(67)90745-2.
- [120] J. H. Fregeau und R. Hofstadter. "High-Energy Electron Scattering and Nuclear Structure Determinations. III. Carbon-12 Nucleus". In: *Physical Review* 99.5 (1. Sep. 1955), S. 1503–1509. DOI: 10.1103/PhysRev.99.1503.
- [121] J. H. Fregeau. "Elastic and Inelastic Scattering of 187-Mev Electrons from Carbon-12". In: *Physical Review* 104.1 (1. Okt. 1956), S. 225–236. DOI: 10.1103/PhysRev.104.225.
- [122] M. Bouten und P. van Leuven. "Form factor for inelastic electron scattering from the 4.43-MeV level in ^{12}C ". In: *Annals of Physics* 43.3 (Juli 1967), S. 421–427. DOI: 10.1016/0003-4916(67)90164-9.
- [123] B. Everitt und D. C. Howell, Hrsg. *Encyclopedia of statistics in behavioral science*. Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons, 2005.
- [124] C. A. et al. *Particle Physics Booklet 2008*. Techn. Ber. Sep. 2008. DOI: 10.2172/944436.
- [125] J. R. Wolberg. *Data analysis using the method of least squares: extracting the most information from experiments ; with 68 tables*. OCLC: 181471186. Berlin: Springer, 2006.
- [126] F. Roether. "Construction of Multi Wire Proportional Chambers for the CBM Transition Radiation Detector". In: *Journal of Physics: Conference Series* 1024 (2018), S. 012040. DOI: 10.1088/1742-6596/1024/1/012040.

-
- [127] “The high-acceptance dielectron spectrometer HADES”. In: *The European Physical Journal A* 41.2 (Aug. 2009), S. 243–277. DOI: 10.1140/epja/i2009-10807-5.
- [128] “The ALICE Transition Radiation Detector: Construction, operation, and performance”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 881 (Feb. 2018), S. 88–127. DOI: 10.1016/j.nima.2017.09.028.
- [129] A. D’Alessio. “Effizienzmessung von Vieldraht-Driftkammern für unterschiedliche Gasmischungen am QCLAM-Spektrometer”. Master-Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2016.
- [130] M. Hilcker. Dissertation in Vorbereitung. Darmstadt: TU Darmstadt.
- [131] M. Arnold et al. “First operation of the superconducting Darmstadt linear electron accelerator as an energy recovery linac”. In: *Phys. Rev. Accel. Beams* 23 (2 2020), S. 020101. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020101.
- [132] E. Heid. “Konzeption, Aufbau und erprobung einer Goniometersteuerung am QCLA-Spektrometer-Messplatz des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC”. Diplomarbeit. Darmstadt: TH Darmstadt, 1993.
- [133] F. Neumeyer. “Untersuchung magnetischer Kernanregungen in ^{48}Ca und ^{90}Zr mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC”. Diss. Darmstadt: TU Darmstadt, 1997.
- [134] G. Steinhilber. “Simulation der Elektronenoptik des QCLAM-Spektrometers mit CST Studio Suite und Analyse inelastischer Protonenstreudaten an $^{92,94}\text{Zr}$ unter extremen Vorwärtswinkeln”. Master Thesis. Darmstadt: TU Darmstadt, 2016.
- [135] R. Veenhof. “Garfield, a drift-chamber simulation program User’s guide Version 4.29”. In: (), S. 166.

-
- [136] H. Bethe. “Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie”. In: *Annalen der Physik* 397.3 (1930), S. 325–400. DOI: 10.1002/andp.19303970303.
- [137] A. Kramida et al. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2019.
- [138] F. Sauli. “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers”. In: (1977). DOI: 10.5170/CERN-1977-009.
- [139] Y. Assran. “Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC”. In: (), S. 36.
- [140] D. Binnie. “Drift and diffusion of electrons in argon/CO₂ mixtures”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 234.1 (Jan. 1985), S. 54–60. DOI: 10.1016/0168-9002(85)90808-3.
- [141] W. Blum, W. Riegler und L. Rolandi. *Particle detection with drift chambers*. 2. ed. Particle acceleration and detection. OCLC: 254908951. Berlin: Springer, 2008.
- [142] R. Hendricks. “The gas amplification factor in xenon filled proportional counters”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 102.2 (Juli 1972), S. 309–312. DOI: 10.1016/0029-554X(72)90728-8.
- [143] R. B. Cairns und J. A. R. Samson. “Total Absorption Cross Sections of CO and CO₂ in the Region 550–200 Å*”. In: *Journal of the Optical Society of America* 56.4 (Apr. 1966), S. 526. DOI: 10.1364/JOSA.56.000526.
- [144] J. Va’vra. “High resolution drift chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 244.3 (Apr. 1986), S. 391–415. DOI: 10.1016/0168-9002(86)91062-4.
- [145] M. Tanabashi et al. “Review of Particle Physics”. In: *Physical Review D* 98.3 (Aug. 2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.

-
- [146] M. Huk, P. Igo-Kemenes und A. Wagner. "Electron attachment to oxygen, water, and methanol, in various drift chamber gas mixtures". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 267.1 (Apr. 1988), S. 107–119. DOI: 10.1016/0168-9002(88)90635-3.
- [147] J. Va'Vra. "Review of wire chamber aging". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 252.2 (Dez. 1986), S. 547–563. DOI: 10.1016/0168-9002(86)91239-8.
- [148] J. A. Kadyk. "Wire chamber aging". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 300.3 (Feb. 1991), S. 436–479. DOI: 10.1016/0168-9002(91)90381-Y.
- [149] A. Romaniouk. "Agieng studies for the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT)". Int. Workshop on Aging Phenomena in Gaseous. DESY, 2001.
- [150] B. Schmidt. "Recommendations for building and testing the next generation of gaseous detectors". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 515.1 (Dez. 2003), S. 364–371. DOI: 10.1016/j.nima.2003.09.025.
- [151] M. Capeans. "Aging and materials: lessons for detectors and gas systems". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 515.1 (Dez. 2003), S. 73–88. DOI: 10.1016/j.nima.2003.08.134.
- [152] B. Schmidt. "Recommendations for Building and Testing the Next Generation of Gaseous Detectors". DESY, 2003.
- [153] J. Va'Vra. "Wire Aging". In: DESY, 2001.
- [154] J. A. Kadyk. "Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers". In: (), S. 342.

-
- [155] *EPICS*. <https://epics-controls.org/>. Aufgerufen am: 06.04.2020.
- [156] *Hamilton VISIFERM DO H0 Sensor*. <https://web.archive.org/web/20191111215602/https://www.hamiltoncompany.com/process-analytics/product-specs/50027>. Aufgerufen am: 11.03.2020.
- [157] W. Bertozzi et al. "Focal plane instrumentation: A very high resolution MWPC system for inclined tracks". In: *Nuclear Instruments and Methods* 141.3 (März 1977), S. 457–476. DOI: 10.1016/0029-554X(77)90639-5.
- [158] *946 Vacuum System Controller*. <https://www.mksinst.com/f/946-vacuum-system-controller>. Aufgerufen am: 17.03.2020.
- [159] *Mass Flow Controller*. <https://www.mksinst.com/p/GM50A013202RMM020>. Aufgerufen am: 17.03.2020.
- [160] *Mylar, Chemical Properties*. http://usa.dupontteijinfilms.com/wp-content/uploads/2017/01/Mylar_Chemical_Properties.pdf. Aufgerufen am: 11.03.2020.
- [161] *Wolfram Rhenium Draht, Luma Metall*. https://luma-metall.com/wp-content/uploads/2017/01/LUMA-Tungsten-alloyed-with-rhenium_march2014.pdf. Aufgerufen am: 11.03.2020.

Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| 1.1. α -Cluster-Konfigurationen | 8 |
| 1.2. Fundamentale Schwingungen der Konfiguration eines gleichseitigen Dreiecks (D_{3h} Symmetrie). Die A Schwingung ist einfach, die E Schwingung zweifach entartet. . . | 9 |
| 1.3. Vergleich der theoretischen zu gemessenen Observablen des ersten angeregten Zustands von ^{12}C | 10 |
| 2.1. (e,e')-Kinematik | 14 |
| 2.2. $B(E2)$ und $R(4/2)$ für die Bariumreihe um $N=82$ | 21 |
| 3.1. Plan des S-DALINAC | 24 |
| 3.2. Konventioneller Modus gegen Energie-Verlust Modus . . . | 28 |
| 3.3. Roh-Spektrum der elastischen Streuung und des des 2_1^+ Zustands | 31 |
| 3.4. ^{208}Pb Effizienzspektrum | 33 |
| 3.5. Effizienzkorrigiertes Spektrum der des 2_1^+ Zustands | 34 |
| 3.6. Schwankungen des Schwerpunktes der elastischen Linie . | 37 |
| 3.7. Flächenbestimmung der elastischen Streuung | 39 |
| 3.8. Flächenbestimmung des 2_1^+ Zustandes | 40 |
| 3.9. Normierung der Fläche auf die gesammelte Ladung | 41 |
| 3.10. Formfaktorbestimmung der elastischen Streuung aus früheren Messungen | 42 |
| 3.11. Formfaktorbestimmung des 2_1^+ Zustands von ^{12}C | 43 |
| 3.12. PWBA korrigierte Formfaktoren des 2_1^+ Zustandes von ^{12}C | 46 |
| 3.13. Extrapolation des Formfaktors des 2_1^+ Zustandes zum Photonenpunkt | 47 |
| 3.14. Monte-Carlo Berechnung der Fläche für in Abbildung 3.7 | 49 |
| 3.15. Messung des Stroms am Faradaycup ohne Strahl | 50 |
| 3.16. Berechnete $B(E2)$ -Übergangsstärken für verschiedene Entwicklungsparameter | 52 |

| | |
|--|-----|
| 3.17. Anpassung an die Daten mit $n_{\max} = 5$ | 54 |
| 5.1. Vergleich Geiger-Zählrohr und MWDC | 60 |
| 5.2. Rekonstruktionseffizienz der aktuellen Driftkammern . . . | 61 |
| 5.3. Mikroskopaufnahmen eines Drahtes | 62 |
| 6.1. Aufbau des QCLAM-Spektrometers | 66 |
| 6.2. Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers | 67 |
| 6.3. Strahlengang im QCLAM | 70 |
| 6.4. Magnetisches Ablensystem | 72 |
| 6.5. Simulierte Fokalebene mit Elektronenbahnen | 73 |
| 6.6. Feldlinien in einer Driftkammer | 75 |
| 6.7. Driftzeitverteilung | 77 |
| 6.8. Driftgeschwindigkeiten in verschiedenen Ar-CO ₂ - Gasge- mischen | 82 |
| 6.9. Longitudinale und transversale Diffusion in verschiede- nen Ar-CO ₂ -Gasgemischen | 84 |
| 6.10. Mit Garfield simuliertes elektrisches Feld | 85 |
| 6.11. Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von Wasserver- unreinigungen im Driftgas | 90 |
| 6.12. Ablagerung an Driftkammer Drähten | 92 |
| 7.1. Grafische Oberfläche des EPICS-Steuerprogramms zur Überwachung der Spektrometer Parameter. | 94 |
| 7.2. Schematische Zeichnung der Gasversorgung der MWDCs am QCLAM-Spektrometer | 95 |
| 8.1. Aufbau der momentan verwendeten MWDCs | 98 |
| 8.2. 3D-Modell der neuen MWDCs | 99 |
| 8.3. Effizienzvergleich der neuen und der alten Kammern . . . | 101 |
| 8.4. Neu geplante Drahtebenen | 103 |
| 8.5. Simulierte Driftwege mit Driftzeiten | 107 |
| 8.6. Effizienzmessung an Einzeldrähten | 108 |
| 9.1. Verbesserte Winkelauflösung | 110 |

| | |
|---|-----|
| A.1. Berechnung des Quadrupolmoments mit Daten aus [56] . | 136 |
| A.2. Außenansicht der MWDC der zweiten Generation | 137 |
| A.3. Hochspannungsversorgung der Folien | 137 |
| A.4. Ablösungen auf der Folie der Y-Ebene | 138 |
| A.5. Ablösen der Folien von den Platten | 138 |
| A.6. Anpassen der Dichtungsringe | 139 |
| A.7. Kleben des Dichtrings | 139 |
| A.8. Neue Hochspannungsversorgung der Folien | 140 |
| A.9. Verarbeitung der Hochspannungsfolien | 140 |
| A.10.Vorbereitung der Platten vor den Kleben der Hochspan- nungsfolien | 141 |
| A.11.Kleben der Hochspannungsfolien | 141 |
| A.12.Verschiedene Geradheitsklassen von Feindrähten | 143 |
| A.13.Gasdurchführung des neuen MWDC-Entwurfs | 144 |



Tabellenverzeichnis

| | |
|---|----|
| 3.1. Eigenschaften des Lintott-Spektrometers | 26 |
| 3.2. Auf Ladung normierte Ereignisse | 38 |
| 3.3. Bestimmte Formfaktoren für die elastische Streuung | 43 |
| 6.1. Vergleich von Lintott- und QCLAM-Spektrometer | 68 |
| 6.2. Eigenschaften einiger in Driftkammern verwendeter Gase | 80 |



A Anhang

A.1 Unsicherheiten Quadrupolmoment

Um das Quadrupolmoment und die dazugehörigen Unsicherheiten aus den Daten aus [56] zu bestimmen, wurden die Absolutwerte sowie die Unsicherheiten für κ digitalisiert und eine lineare Funktion $y(x) = m \cdot x + b$ an die Daten angepasst. Für eine genauere Erläuterung von κ siehe [56]. Abbildung A.1 zeigt die digitalisierten Datenpunkte in schwarz, die angepasste Funktion in rot sowie das reduzierte Matricelement des aktuellen B(E2)-Werts [54] in blau und das reduzierte Matricelement des in dieser Arbeit bestimmten Werts in grün. Die farbige unterlegten Flächen entsprechen der 1- σ Umgebung. Über die Gleichung für den Schnittpunkt der Gerade mit dem reduzierten Matricelement $\langle 2_1^+ || E2 || 0_1^+ \rangle$

$$f(y) = \langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle = \frac{\langle 2_1^+ || E2 || 0_1^+ \rangle - b}{m}, \quad (\text{A.1})$$

kann der Absolutwert des Quadrupolmoments bestimmt werden. Mit dem Verfahren „Uncertainty in the Model Predictions“ aus [125]

$$\Delta \langle 2_1^+ || E2 || 2_1^+ \rangle = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \frac{df}{da_j} \frac{df}{da_k} \sigma_{jk}, \quad (\text{A.2})$$

kann die Unsicherheit des Quadrupolmoments bestimmt werden. Die Parameter a_i entsprechen den Funktionsparametern. Hierbei ist zu beachten, dass nur Korrelationen zwischen m und b auftreten. Aus den aktuellen Daten ergibt sich ein Quadrupolmoment von $Q(2_1^+) = (5,67 \pm 5,48) \text{efm}^2$. Mit dem in dieser Arbeit neu bestimmten B(E2)-Wert ergibt $Q(2_1^+) = (8,87 \pm 2,00) \text{efm}^2$.

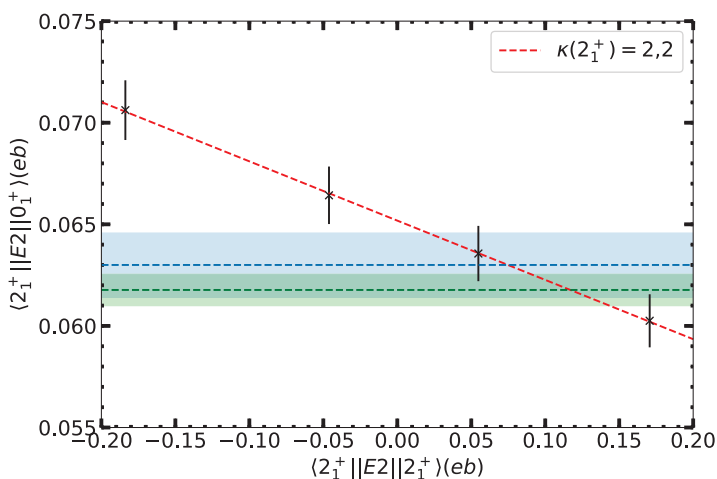


Abbildung A.1.: Gezeigt sind die digitalisierten Datenpunkte aus [56] in schwarz, die angepasste Funktion in rot sowie den aktuellen B(E2)-Wert [54] in blau und den in dieser Arbeit bestimmten Wert in grün. Die farbig unterlegten Flächen entsprechen der 1- σ Umgebung. Für eine genauere Erläuterung von κ siehe [56].

A.2 Driftkammer Reparatur am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung

Aufgrund von Problemen im Betrieb der MWDCs der zweiten Generation [87] wurde diese 2018 im Detektorlabor der GSI repariert. Hierbei wurden die Hochspannungsfolien, sowie die Hochspannungsversorgung und die Dichtringe erneuert. Durch die Reparaturen konnte der Sauerstoffgehalt im Gasgemisch von 4000 ppm auf ca. 1500 ppm gesenkt werden.

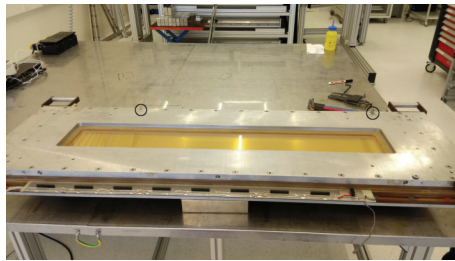


Abbildung A.2.: Mindestens zwei Gewinde der großen Außenschrauben weisen Mängel auf und die Schrauben können nicht mehr angezogen werden.

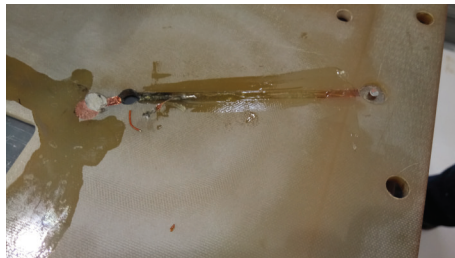


Abbildung A.3.: HV-Anschluss mit zu dünnen Kabeln und schlechten Lötstellen, die sich beim ersten Testen gelöst haben.



Abbildung A.4.: Auf den HV Folien (obere und mittlere) der Y-Ebene zeigen sich Ablösungen im Bereich von 0,5 mm. Auf der HV-Folie der X-Ebene sind erste Anzeichen von Durchschlägen zu erkennen.



Abbildung A.5.: Die HV-Folien, sowie der Kleber müssen von den Stabilitätsplatten entfernt werden. Wenn es sich die Folie nicht rückstandslos ablösen lässt, müssen die Reste mit Schmirgelpapier entfernt werden. Die Stellen, an denen später die O-Ringe aufliegen und die neuen Folien geklebt werden müssen glatt poliert werden. Schmirgelpapier bis zur Körnung von mindestens 2000 nutzen.

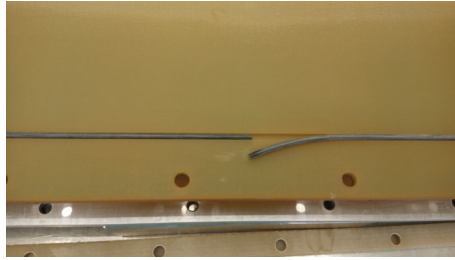


Abbildung A.6.: Um die Länge des Dichtringes zu bestimmen, wird der Dichtring in die Nut gelegt und so abgeschnitten, dass er wenige Millimeter zu lang ist.

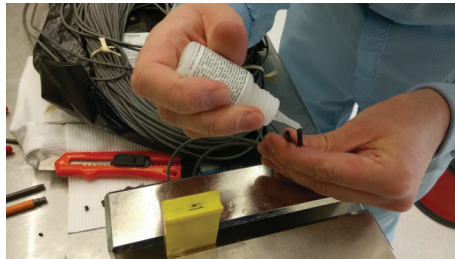


Abbildung A.7.: Den Kleber DELO-CA cyanoacrylate sehr dünn auf die beiden Enden auftragen, es reicht, wenn die Oberflächen vom Kleber feucht sind. Anschließend die beiden Enden zusammen drücken und mindestens 30 Sekunden warten. Wenn der Kleber getrocknet ist, den überstehenden Kleber an der Klebstelle mit Schmirgelpapier der Körnung 500 oder feiner entfernen und die Stelle glätten.

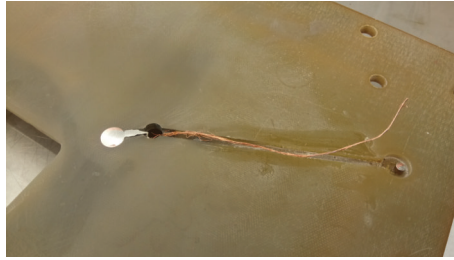


Abbildung A.8.: Möglichst dickes Kabel mit viel Lötzinn an Kupferplatte gesetzt. Die Lötstelle mit Schmirgelpapier möglichst auf gleiche Höhe wie die Platte schleifen. Das Kabel ist so dick gewählt, dass man noch zwei weitere Kabel, welche an die anderen HV-Folien gelötet werden, mit durch Kanal ziehen kann.

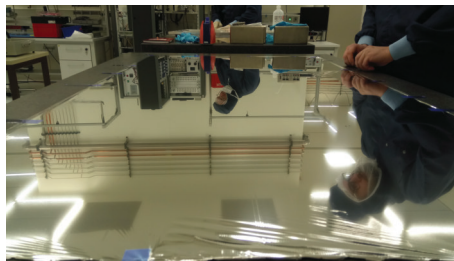


Abbildung A.9.: Die Aluminium bedampfte Mylarfolie wird vorgespannt. Für die äußeren HV-Folien wurde eine $3\,\mu\text{m}$ Mylar Folie verwendet, die einseitig mit Aluminium bedampft ist. Die mittlere HV-Folie ist eine $2\,\mu\text{m}$ dicke Mylar-Folie, die beidseitig mit Alu bedampft ist.

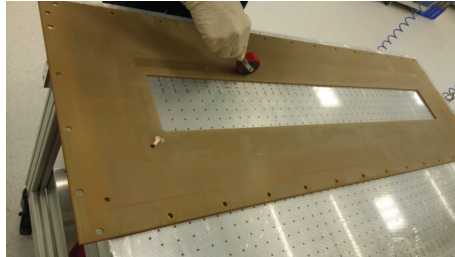


Abbildung A.10.: Vor dem aufbringen des Klebers (Araldite 2011) müssen die Klebestellen mit Isopropanol gründlich gereinigt werden. Der Kleber wird mit einer Hartgummirolle dünn auf die Platte aufgebracht. Danach wird die Platte mit der Klebeseite auf die vorgespannte Mylar-Folie gelegt. Der HV-Anschluss muss ausgespart werden. Danach Leitkleber großzügig auf den Anschluss auftragen und die Platte auf die Mylar-Folie legen.

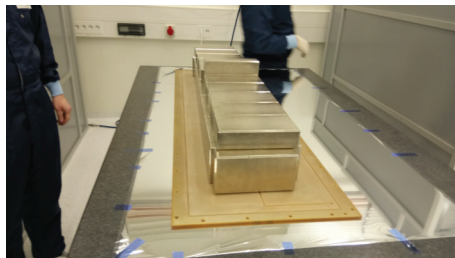


Abbildung A.11.: Platte wird beschwert und 24 Stunden liegen gelassen, damit der Kleber trocknen kann.

A.3 Materialien für den Neubau

Gasabschlussfolie

Als Gasabschlussfolie ist eine Aramid-Folie zu verwenden. Im Gegensatz zu Mylar hat dieses Material eine um einen Faktor 10 geringere Durchlässigkeit für Sauerstoff und eine um einen Faktor 3 geringere Durchlässigkeit für Wasserdampf [160]. Bei einer Gasabschlussfolie von $6\text{ }\mu\text{m}$ Dicke ergibt sich eine Sauerstoffdiffusion von

$$O_{\text{Diff}}^{\text{Mylar}} = \frac{80 \frac{\text{cm}^3 \mu\text{m}}{\text{m}^2 \text{atm h}} \cdot (1,020 \text{ cm} \cdot 0,012 \text{ cm}) \cdot 0,21 \text{ atm}}{6 \mu\text{m} \cdot 60} = 0,0057 \frac{\text{cm}^3}{\text{min}} \quad (\text{A.3})$$

$$O_{\text{Diff}}^{\text{Aramid}} = \frac{0,64 \frac{\text{cm}^3 \mu\text{m}}{\text{m}^2 \text{atm h}} \cdot (1,020 \text{ cm} \cdot 0,012 \text{ cm}) \cdot 0,21 \text{ atm}}{6 \mu\text{m} \cdot 60} = 5 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cm}^3}{\text{min}} \quad (\text{A.4})$$

für jede der beiden Gasabschlussfolien. Bei einem Gasdurchfluss von ca. 70 sccm/min ergeben sich damit Sauerstoffanteile von ca. 200 ppm bei der Mylarfolie und 1,5 ppm bei der Aramidfolie.

Hochspannungsfolie

Als Hochspannungsfolien haben sich Mylarfolien mit Aluminiumbedampfung in den Dicken $2\text{ }\mu\text{m}$ oder $3\text{ }\mu\text{m}$ bewährt. Sie weisen eine geringe Dichte auf und lassen sich sehr gut verarbeiten und verkleben. Das Unternehmen Goodfellow bietet diese Folien mit einer metallisierten Schicht mit der Dicke 40 nm an.

Kleber

Als Kleber für die Gasabschlussfolien, wie auch für die Hochspannungsfolien sollte Araldite 2011 der Firma Huntsman genutzt werden. Araldite 2011 ist ein Mehrzweck-Zweikomponenten-Klebstoff mit hoher Festigkeit und Zähigkeit, der bei Raumtemperatur aushärtet. Die Festigkeit

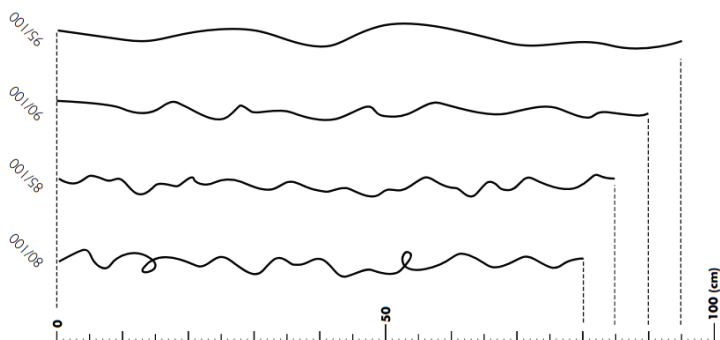


Abbildung A.12.: Verschiedene Geradheitsklassen von Wolfram-Rhenium Drähten bei Luma Metall [161].

und Haltbarkeit einer Klebeverbindung hängt von der richtigen Behandlung der zu verklebenden Oberflächen ab. Die besten Verbindungen werden entweder durch mechanisches Abschleifen der mit Isopropanol entfetteten Klebeoberflächen erzielt. Auf das Abschleifen sollte eine zweite Reinigung mit Isopropanol folgen. Bei einer Temperatur von 20 °C ist der Kleber nach ungefähr 20 Stunden ausgehärtet.

Drähte

Goldplattierte Wolfram-Rhenium Drähte mit einer Dicke von 15 µm können bei der Firma Luma Metall geordert werden. Hierbei ist darauf zu achten, dass eine möglichst hohe Geradheit der Drähte genutzt wird. In Abbildung A.12 ist gezeigt, welche Klassen es gibt. Eine geringe Geradheit hat zur Folge, dass die Drähte an den „Ösen“ während des Spannvorgangs reißen können. Weiterhin können sich an diesen Feldspitzen ausbilden, die die Feldkonfiguration in der Kammer stören. Weiterhin muss darauf geachtet werden, dass beim Löten der Drähte an die Platine mit einer möglichst geringen Temperatur gearbeitet wird, um die Goldplattierung nicht zu beschädigen.

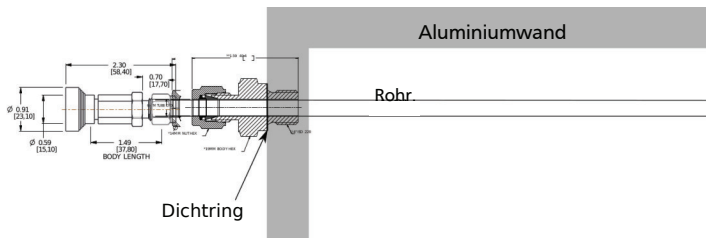


Abbildung A.13.: In der Aluminiumwand selbst sitzt ein SS-6M0-1-4RSBT Stück, welches mit dem weiblichen Stecker Element (SS-QC4-B-6M0) verbunden ist.

Gasdurchführungen

Das momentane Gassystem soll möglichst wenig verändert werden, so dass die Gasstecker nicht verändert werden. An der Kammer ist ein SS-QC4-B-6M0-Stecker (Seriennummer Swagelock), an den Zu- und Ableitungen SS-QC4-D-6M0-Stecker angebracht. Die Durchführung in die Kammer ist wie in Abbildung A.13 geplant. In der Kammerwand selbst sitzt ein SS-6M0-1-4RSBT Stück, welches mit dem weiblichen Stecker Element (SS-QC4-B-6M0) verbunden ist. Über ein Rohr, welches vom Inneren der Kammer bis nach Außen führt, wird das Gas zu und abgeführt.

Signaldurchführungen

Die Stecker, welche die Drahtsignale nach außen zu den Vorverstärkern führen sind IP68 D-SUB 37 Stecker der Firma Deltron (DTSWM37SZ/2M95M3). Diese wurden mit einem Prüfstand auf bis zu Dichtigkeit geprüft. Hierzu wurden bis zu 200 mbar Überdruck Helium auf den Aufbau gegeben und über mehrere Tage die Leckrate beobachtet. Nach 2 Tagen konnte keine Veränderung im Druck festgestellt werden.

Hochspannungsversorgung

Über beispielsweise Pfeiffer Vakuum können gasdichte Hochspannungsdurchführungen bis 10 kV gekauft werden. Die bevorzugte Option ist die Koaxial Durchführung XSG-10.



Danksagung

An dieser Stelle will ich den vielen Leuten danken, ohne welche diese Dissertation nicht zustande gekommen wäre. An erster Stelle möchte ich meiner Mutter, meiner Schwester und meinen Großeltern danken, die mich immer und bei allem unterstützt haben. Nicht nur in Sachen Studium oder finanziell, sondern in jeder Hinsicht meines Lebens.

Über die Masterarbeit bei Apl. Professor Peter von Neumann-Cosel bin ich in die Gruppe von Professor Norbert Pietralla gekommen. Ihnen möchte ich danken, dass Sie mir die Möglichkeit gegeben haben, die spannenden Themen in dieser Dissertation zu bearbeiten sowie für die stets offenen Türen, wenn Fragen aufkamen. Durch diese Diskussionen habe ich sehr viel gelernt.

Ein besonderer Dank geht an Maxim Singer. Durch seine Vorarbeit in der Software für den QCLAM-Detektor und im allgemeinen Zusammentragen von Informationen über das Spektrometer habe ich immer viele wichtige Informationen und Hilfe für meine Arbeit bekommen können. Als Diskussionspartner und Ideengeber war er eine wertvolle Bereicherung für meine Arbeit.

Sergej Bassauer möchte ich danken, dass er selbst bei unklugen Fragen in Sachen Programmierung in Python einen Rat parat hatte. Er war immer bereit für Diskussionen, wenn man mal nicht weiterkam, sodass der Knoten platzen konnte.

Tobias Klaus möchte ich für die gute Laune danken, die er selbst in schwierigen Zeiten an den Tag legt. Sowie die unzähligen Partien Tischkicker, die wir auch mal oft zu später Stunde noch gespielt haben, um auf andere Gedanken zu kommen.

Strahlzeiten sind ohne Frage immer ein großes Unterfangen, diese sind ohne ein gutes Team nicht zu bestreiten. Mein Dank geht an alle, die da waren, wenn wir Detektoren getestet haben oder eben auch die ^{12}C -Daten aufgenommen haben. Seien es Mitglieder der Spektrometer- oder der Beschleunigergruppe und allen anderen, die uns mit Schichten am

Experiment oder anders unterstützt haben.

Ebenfalls danke ich dem Rest meiner Arbeitsgruppe sowie dem Rest der Mitarbeiter aus dem IKP, die immer für eine gute Arbeitsstimmung gesorgt haben. Außerdem geht mein Dank an die Werkstattangestellten in der Elektronik- wie auch in der Feinmechanikwerkstatt des IKP, die Probleme auch in Notfällen und unter Zeitdruck lösen konnten.

Ein weiteres großes Dankeschön geht auch an alle, die in der Zeit der Dissertation dafür gesorgt haben, dass ich auch mal die Arbeit vergessen konnte. Meine Freunde aus der Spielegruppe Kai Rilcy: Pia Maute, Bastian Gaffron, Hannah Yasin und Stefan Alexa. Philipp Napiralla, Carolin Wilde, Tobias Klaus danke ich für die schönen Abende mit Switch und Aperol.

Zuletzt, aber durchaus nicht zu wenig, möchte ich meiner Verlobten Anna Möllerberndt danken. Sie hat mir seit meiner Bachelorarbeit zur Seite gestanden, mich unterstützt, mir eine Möglichkeit gegeben meine Probleme, auf der Arbeit oder privat, auszusprechen. Ohne dich wäre das ganze Unterfangen Studium und insbesondere Dissertation nicht so gut verlaufen. Danke, dass du immer für mich da bist.

B Eigene Veröffentlichungen

D'Alessio, A.; Neumann-Cosel, P. von; Pietralla, N.; Singer, M.; Werner, V. **The QCLAM-Spectrometer at the S-DALINAC**. In Basic Concepts in Nuclear Physics: Theory, Experiments and Applications-2018 La Rábida International Scientific Meeting on Nuclear Physics; Springer Proceedings in Physics; Springer International Publishing, (2019).

Hilcker, M.; Birkhan, J.; **D'Alessio, A.**; Jürgensen, L.; Klaus, T.; Neumann-Cosel, P. von; Pietralla, N.; Ries, P. C.; Singer, M.; Steinhilber, G.; Krzyzowski, M. **A Superfluid Liquid Helium Target for Low-Momentum Electron Scattering Experiments at the S-DALINAC**. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2020); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163418>.

D'Alessio, A.; Mongelli, T.; Arnold, M.; Bassauer, S.; Birkhan, J.; Hilcker, M.; Hüther, T.; Isaak, J.; Jürgensen, L.; Klaus, T.; Neumann-Cosel, P. von; Pietralla, N.; Ries, P. C.; Roth, R.; Singer, M.; Steinhilber, G.; Vobig, K.; Werner, V. **Precision measurement of the $E2$ transition strength to the 2^+_1 state of ^{12}C** , Phys. Rev. C, 102 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.011302>

M. Singer, U. Bonnes, **A. D'Alessio**, M. Hilcker, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, **New data acquisition system of the Lintott magnetic spectrometer at the S-DALINAC**, Paper in Vorbereitung